



# Caractérisation et optimisation de la filière des détecteurs infrarouge à superréseau InAs/GaSb

E. Giard

## ► To cite this version:

E. Giard. Caractérisation et optimisation de la filière des détecteurs infrarouge à superréseau InAs/GaSb. Optique / photonique. UNIVERSITE PARIS DIDEROT (Paris 7) SORBONNE PARIS CITE, 2015. Français. NNT: . tel-01235673

**HAL Id: tel-01235673**

**<https://hal.science/tel-01235673>**

Submitted on 30 Nov 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Caractérisation et orientation de la filière des détecteurs infrarouge à superréseau InAs/GaSb

## THÈSE

Soutenue publiquement en Septembre 2015

pour l'obtention du

**Doctorat de l'UNIVERSITE PARIS DIDEROT (Paris 7)**  
**SORBONNE PARIS CITE**

(Spécialité : Physique)

par Edouard GIARD

### Composition du jury :

M. Philippe BENSUSSAN	SOFRADIR	<i>Examineur</i>
M. Philippe CHRISTOL	IES	<i>Directeur de thèse</i>
M. Hervé FOLLIOT	INSA Rennes	<i>Rapporteur</i>
M. Olivier GRAVRAND	CEA	<i>Examineur</i>
M. Jean-Christophe PEYRARD	DGA	<i>Invité</i>
Mme. Isabelle RIBET-MOHAMED	ONERA	<i>Co-directeur de thèse</i>
M. Carlo SIRTORI	MPQ	<i>Examineur</i>
M. Didier TIPHÈNE	LESIA	<i>Rapporteur</i>

---

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales



## LISTE DES CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

---

### PUBLICATIONS DANS DES REVUES À COMITÉ DE LECTURE

- **E. Giard**, I. Ribet-Mohamed, M. Delmas, J.-B. Rodriguez, and P. Christol, "Influence of the p-type doping on the radiometric performances of MWIR InAs/GaSb superlattice photodiodes," *Infrared Phys. Technol.* (2014)
- J. Imbert, V. Trinite, S. Derelle, J. Jaeck, **E. Giard**, M. Delmas, M. Carras, R. Haïdar, J.-B. Rodriguez, and P. Christol, "Electronic structure of InAs/GaSb superlattice for the modelling of MWIR pin photodiode," *Infrared Phys. Technol.* (2014)
- M. Delmas, J.-B. Rodriguez, R. Taalat, L. Konczewicz, W. Desrat, S. Contre-ras, **E. Giard**, I. Ribet-Mohamed, and P. Christol, "Midwave infrared InAs/GaSb superlattice photodiode with a dopant-free p-n junction," *Infrared Phys. Technol.* (2014)
- **E. Giard**, I. Ribet-Mohamed, J. Jaeck, T. Viale, R. Haïdar, R. Taalat, M. Delmas, J.-B. Rodriguez, E. Steveler, N. Bardou, F. Boulard, and P. Christol, "Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors," *J. Appl. Phys.*, 116, 043101 (2014)
- **E. Giard**, R. Talaat, M. Delmas, J.-B. Rodriguez, P. Christol, and I. Ribet-Mohamed, "Radiometric and noise characteristics of InAs-rich T2SL MWIR pin photodiodes," *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.*, 9, 14022 (2014)

### PUBLICATIONS DANS DES COLLOQUES INTERNATIONAUX

- P. Christol, M. Delmas, J.-B. Rodriguez, **E. Giard**, I. Ribet-Mohamed, J. Imbert, S. Derelle, and V. Trinité, "Flexibility properties of type-II InAs/GaSb SL to design MWIR pin photodiodes," *Proc. SPIE*, 9370, 93701Z (2015)
- **E. Giard**, I. Ribet-Mohamed, R. Talaat, M. Delmas, J.-B. Rodriguez, and P. Christol, "Comparison of the electro-optical performances of MWIR InAs/GaSb superlattice pin photodiode and FPA with asymmetrical designs," *Proc. SPIE*, 9070, 90700W (2014)
- M. Delmas, R. Taalat, J.-B. Rodriguez, P. Christol, **E. Giard**, I. Ribet-Mohamed, J. Imbert, S. Derelle, and V. Trinité, "Analysis of electrical and electro-optical characteristics of midwave infrared InAs/GaSb SL pin photodiodes," *Proc. SPIE*, 8993, 89930Z (2014)
- P. Christol, R. Taalat, M. Delmas, J.-B. Rodriguez, **E. Giard**, and I. Ribet-Mohamed, "InAs/GaSb superlattice pin photodiode : choice of the SL period to enhance the temperature operation in the MWIR domain," *Proc. SPIE*, 8631, 86312P (2013)





# Table des Matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE . . . . .	1
1 PRÉSENTATION DU DÉTECTEUR INFRAROUGE À SUPERRÉSEAU INAS/GASB . . . . .	5
1.1 Contexte de la détection infrarouge . . . . .	6
1.2 Physique du détecteur à superréseau InAs/GaSb . . . . .	9
1.2.1 Structure superréseau . . . . .	10
1.2.2 Minibandes d'énergie et gap . . . . .	14
1.2.3 Absorption optique dans les superréseaux . . . . .	16
1.2.4 Temps de vie des porteurs . . . . .	20
1.2.5 Collection des porteurs . . . . .	23
1.3 Intérêts du détecteur à superréseau InAs/GaSb . . . . .	25
1.3.1 Au niveau matériau . . . . .	25
1.3.2 Au niveau applications . . . . .	28
1.4 Etat de l'art à l'été 2012 . . . . .	31
1.4.1 Figures de mérite . . . . .	31
1.4.2 Panorama de différentes filières de détecteurs . . . . .	35
1.4.3 État de l'art du superréseau InAs/GaSb dans le monde . . . . .	38
1.4.4 Etat de l'art français du SR InAs/GaSb . . . . .	42
1.5 Objectifs de la thèse et conclusion du chapitre . . . . .	47
2 MOYENS MIS EN ŒUVRE POUR LA CARACTÉRISATION ÉLECTRO- OPTIQUE DE DÉTECTEURS À SUPERRÉSEAU . . . . .	49
2.1 Caractérisation de mono-éléments . . . . .	50
2.1.1 Intégration et caractérisations préliminaires . . . . .	50
2.1.2 Mesure de rendement quantique . . . . .	54
2.1.3 Mesure de bruit temporel . . . . .	64
2.1.4 Mesure de réponse angulaire . . . . .	71
2.2 Caractérisation de matrices . . . . .	72
2.2.1 Spécificités liées à la caractérisation d'un composant matriciel . . . . .	73
2.2.2 Mesure de Fonction de Transfert de Modulation . . . . .	77
2.2.3 Mesure du rendement quantique d'une matrice . . . . .	78
2.2.4 Mesure de bruit dans les matrices . . . . .	79
2.3 Caractérisation d'échantillons dédiés : mesure de temps de vie . . . . .	81
2.3.1 Choix de la méthode . . . . .	81
2.3.2 Présentation du banc de test . . . . .	83
2.3.3 Mesure de temps de vie . . . . .	85
2.4 Conclusion du chapitre . . . . .	86
3 ANALYSE DES PERFORMANCES POUR L'OPTIMISATION DES DÉTEC- TEURS À SUPERRÉSEAU INAS/GASB . . . . .	89

3.1	Échantillons étudiés . . . . .	90
3.1.1	Détecteurs en configuration mono-élément . . . . .	90
3.1.2	Détecteur matriciel . . . . .	92
3.1.3	Superréseaux sans jonction . . . . .	94
3.2	Comparaison des 3 structures (InAs-rich / symétrique / GaSb-rich) . . . . .	95
3.2.1	Comparaison du rendement quantique . . . . .	96
3.2.2	Comparaison du bruit . . . . .	99
3.2.3	Comparaison des temps de vie des porteurs minoritaires . . . . .	102
3.3	Comparaison de différentes épaisseurs de ZA pour un InAs-rich . . . . .	108
3.3.1	Analyse du rendement quantique . . . . .	108
3.3.2	Identification du phénomène physique limitant les performances . . . . .	110
3.3.3	Faible longueur de diffusion effective dans l'InAs-rich . . . . .	111
3.3.4	Modélisation pour l'estimation de la longueur de diffusion des trous $L_h$ . . . . .	116
3.4	Proposition de designs optimisés pour s'affranchir de la faible $L_h$ . . . . .	119
3.4.1	Eclairer le détecteur en face "arrière" : exemple de la matrice . . . . .	120
3.4.2	Changer de porteurs minoritaires . . . . .	126
3.5	Conclusion du chapitre . . . . .	134
	POSTFACE : ÉVOLUTION DE LA DÉTECTION INFRAROUGE ENTRE 2012 ET 2015 . . . . .	135
	CONCLUSION GÉNÉRALE . . . . .	141
	Annexes . . . . .	145
A	COURANT D'OBSCURITÉ DANS LES PHOTODÉTECTEURS . . . . .	147
A.1	Courant de diffusion . . . . .	148
A.2	Courant de Génération-Recombinaison . . . . .	148
A.3	Courants tunnels . . . . .	149
A.4	Courants de fuite . . . . .	149
B	CALCUL DE GRANDEURS RADIOMÉTRIQUES . . . . .	151
B.1	Quelques grandeurs radiométriques . . . . .	151
B.2	Expression de la loi de planck . . . . .	152
B.3	Calcul de la détectivité spécifique . . . . .	153
	Bibliographie . . . . .	157

## ACRONYMES

---

<b>ONERA</b>	Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
<b>CNRS</b>	Centre National de la Recherche Scientifique
<b>IES</b>	Institut d'Electronique et des Systèmes
<b>CEA</b>	Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives
<b>LETI</b>	Laboratoire d'Electronique des Technologies de l'Information
<b>SOFRADIR</b>	SOciété FRAnçaise de Détection InfraRouge.
<b>LPN</b>	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures
<b>SCD</b>	SemiConductor Devices
<b>CHTM</b>	Center for High Technology Materials
<b>CQD</b>	Center for Quantum Devices
<b>SWIR</b>	ShortWave InfraRed
<b>MWIR</b>	MidWave InfraRed
<b>LWIR</b>	LongWave InfraRed
<b>VLWIR</b>	Very LongWave InfraRed
<b>FPA</b>	Focal Plane Array = matrice
<b>HOT</b>	High Operating Temperature
<b>NETD</b>	Noise Equivalent Temperature Difference
<b>FOV</b>	Field Of View = Champ de Vue
<b>SR</b>	SuperRéseau
<b>ML</b>	Mono Layer = mono-couche atomique
<b>TAR</b>	Traitement Anti-Reflet
<b>AZT</b>	Active Zone Thickness = épaisseur de la zone active
<b>CN</b>	Corps Noir
<b>OPO</b>	Oscillateur Paramétrique Optique
<b>DSP</b>	Densité Spectrale de Puissance
<b>DSC</b>	Densité Spectrale de Courant
<b>ROIC</b>	Read-Out Integrated Circuit = circuit de lecture
<b>FTM</b>	Fonction de Transfert de Modulation
<b>FEP</b>	Fonction d'Étalement de Point
<b>CSIG</b>	Continuously Self Imaging Grating = réseau continu auto-imageant
<b>PL</b>	PhotoLuminescence
<b>NID</b>	Non Intentionnellement Dopé(e)
<b>BLIP</b>	Background Limited Infrared Performances



## INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

Le marché des détecteurs infrarouge a pris son essor avec la seconde guerre mondiale. A cette époque, la plupart des imageurs infrarouge n'étaient, au niveau détecteur, équipés que d'un seul pixel. Un système de miroir(s) tournant(s) permettait d'imager une scène. Puis, peu à peu, des barrettes de détecteurs ont vu le jour. Ces barrettes pouvaient être utilisées en configuration "push broom" ou avec un système de miroir. A la fin des années 1970 ont commencé à apparaître les premières matrices de détecteurs (ou FPA pour Focal Plane Arrays). Ces matrices affichaient de faibles formats, comme par exemple  $32 \times 32$  pixels. Depuis le début des années 2000, la technologie permet d'obtenir des formats de matrice de l'ordre du megapixel ( $1024 \times 1024$  ou plus).

Les détecteurs infrarouge ont plusieurs applications. Certaines de ces applications sont civiles comme, par exemple, l'imagerie médicale, la détection de présence (alarme, capteur pour la domotique), l'assistance à la conduite en voiture par temps de brouillard ou de nuit. Ils sont aussi très utilisés pour la détection de gaz, l'imagerie pour l'astronomie ou le biomédical. D'autres applications sont militaires comme les jumelles fantassin, la reconnaissance aérienne et le guidage missile. Pour répondre à ces besoins il existe déjà des filières de détecteurs bien établies sur le marché. On peut citer à titre d'exemple les détecteurs microbomètres, HgCdTe, InSb ou multipuits quantiques.

Les détecteurs nommés précédemment peuvent être classifiés en deux catégories : ceux qui sont refroidis (HgCdTe, InSb et multipuits quantiques) et ceux qui ne le sont pas (microbomètres). Les détecteurs non refroidis sont faciles à mettre en oeuvre, peu coûteux et ont un avantage en terme de poids et d'encombrement par rapport à leurs concurrents refroidis. En revanche, les performances radiométriques des détecteurs non refroidis restent en général inférieures à celles des détecteurs refroidis, qui sont généralement préférés pour les applications nécessitant une haute performance, comme par exemple la reconnaissance aérienne longue portée ou des systèmes de veille panoramique.

Toutes les filières de détecteurs recherchent l'amélioration des performances. En ce qui concerne les détecteurs refroidis, le progrès peut venir soit de filières toutes nouvelles, soit de ruptures technologiques au sein de filières établies.

En 1987, [Smith et Mailhiet \[1987\]](#) ont proposé pour la première fois d'utiliser les structures à superréseaux InAs/GaSb pour la détection infrarouge haute performance refroidie. Ce détecteur consiste en un empilement périodique d'hétérojonctions à base d'InAs et de GaSb. Cette filière émergente pourrait répondre à certaines applications spécifiques nécessitant des grandes matrices LWIR et VLWIR, ou des matrices MWIR HOT (High Operating Temperature). En effet, cette structure présente plusieurs avantages potentiels : une largeur de bande interdite ajustable, une recombinaison Auger faible, une masse effective relativement élevée. Cette structure composée de matériaux III/V permet de

former des matrices de détecteurs très uniformes et relativement stables dans le temps.

La première photodiode à superréseau InAs/GaSb opérant dans le MWIR a vu le jour en 1994 [Yang et Bennett, 1994] et la première opérant dans le LWIR en 1996 [Johnson *et al.*, 1996]. Les premières matrices sont apparues en 2005 [Walther *et al.*, 2005], menant ensuite à la première matrice bi-spectrale MWIR/MWIR [Rehm *et al.*, 2006a]. En France, l'Institut d'Electronique et des Systèmes (IES) de l'Université de Montpellier, avec la collaboration duquel est menée cette thèse, fabrique par épitaxie par jets moléculaires (EJM) et étudie les structures à superréseau InAs/GaSb depuis 2002. En 2010, l'IES [Rodriguez *et al.*, 2010] a proposé d'améliorer la qualité structurale des SR InAs/GaSb opérant dans le MWIR. Pour cela, il a été proposé de jouer sur la propriété de flexibilité qu'offre la structure à SR InAs/GaSb. Classiquement dans le MWIR, le superréseau présentait une période dite symétrique, c'est à dire avec autant d'InAs que de GaSb dans chaque période. L'idée était de faire varier le rapport  $R$ , égal à la quantité d'InAs sur la quantité de GaSb, dans chaque période. Les premiers résultats montrèrent que la structure InAs-rich (avec un rapport  $R$  proche de 2) présentait des courants d'obscurité plus faibles qu'une structure dite classique avec épaisseur de zone active et longueur d'onde identiques. L'IES, au début de ma thèse, a fait appel à l'expertise de l'ONERA en caractérisation de détecteurs infrarouge pour connaître les autres performances électro-optiques de ses structures et pour participer à l'amélioration structurale du superréseau InAs/GaSb, comme zone d'absorption d'une photodiode pin MWIR.

C'est ce contexte, détaillé dans le [Chapitre 1](#) du manuscrit, qui justifie cette étude. Elle consiste à orienter la filière émergente des détecteurs à superréseau et à participer à son optimisation. Cela a nécessité, d'une part, la mesure précise de l'ensemble des performances électro-optiques de ces détecteurs en s'appuyant notamment sur des échantillons provenant de l'IES, et, d'autre part, de comprendre quels mécanismes physiques limitaient leurs performances.

La démarche a consisté, dans un premier temps, à choisir une méthodologie de caractérisation et à adapter aux détecteurs à superréseau (SR) InAs/GaSb les bancs nécessaires. Le détecteur à SR InAs/GaSb, souffrant d'un fort courant d'obscurité à température ambiante, doit être refroidi. Une fois le détecteur intégré dans un montage cryogénique, l'objectif a été de mesurer ses performances : rendement quantique, bruit et temps de vie des porteurs minoritaires. Les mesures de rendement ont été faites sur deux bancs de test différents afin de garantir leur qualité radiométrique. Cela a été publié dans [Giard *et al.*, 2014a] et est détaillé dans le [Chapitre 2](#).

Ensuite, j'ai utilisé cette méthode pour étudier expérimentalement l'influence de la quantité d'InAs dans la période du détecteur à superréseaux. J'ai comparé les performances électro-optiques de trois détecteurs avec des rapports

quantité d'InAs sur quantité de GaSb égaux à 0.5 (détecteur "GaSb-rich"), 1 (détecteur "symétrique") et 2 (détecteur "InAs-rich"). Pour cela, j'ai mesuré le rendement quantique, le bruit et les temps de vie des porteurs minoritaires sur ces trois structures. Ces mesures ont été effectuées à 77K.

L'étape suivante a été de se concentrer sur la structure InAs-rich, qui ne présentait pas le rendement attendu. C'est pourtant cette structure qui, en théorie, devait présenter le meilleur rendement quantique. Le but était d'estimer sa longueur de diffusion des porteurs minoritaires. Estimer cette longueur, c'est déterminer si c'est un problème de collection ou d'absorption qui pénalise le rendement de l'InAs-rich. Pour cela j'ai étudié l'influence de l'épaisseur de la zone active sur le rendement dans 3 structures InAs-rich, afin d'en extraire la longueur de diffusion dans ces structures détectrices.

Enfin, la dernière étape a consisté à proposer un design qui permette d'optimiser l'ensemble des performances électro-optiques du détecteur, en utilisant une structure InAs-rich. Pour cela j'ai proposé deux approches. La première est de modifier le type de porteurs minoritaires pour améliorer la collection des porteurs dans cette structure. La deuxième consiste à modifier la face d'éclairement du détecteur pour rapprocher la zone de collection de la zone d'absorption. Ces deux solutions ont été réalisées. La première l'a été sous forme de mono-élément : la caractérisation de cet échantillon inclut une étude des performances électro-optiques en fonction de la température de fonctionnement du détecteur qui est un paramètre critique puisque, dans le MWIR, les superréseaux sont pressentis pour répondre à des problématiques HOT. La réalisation d'une matrice présentant cette configuration est en cours. Une matrice illustrant la deuxième solution a par contre été réalisée et est caractérisée dans ce manuscrit.

Toute cette étude expérimentale, qui constitue le cœur de mon travail de thèse, a été publiée dans [Giard *et al.*, 2014b] et dans [Giard *et al.*, 2014c] et est détaillée dans le [Chapitre 3](#).

Ce manuscrit se conclut par une analyse du potentiel de la filière superréseau InAs/GaSb, notamment pour les applications HOT MWIR. Les performances de ces détecteurs seront mises en perspectives par rapport aux performances des filières concurrentes. Les améliorations de la filière superréseau et des filières concurrentes depuis 2012, début de cette thèse, jusqu'à 2015, seront comparées.





# PRÉSENTATION DU DÉTECTEUR INFRAROUGE À SUPERRÉSEAU INAS/GASB

---

## Sommaire

---

1.1	Contexte de la détection infrarouge . . . . .	6
1.2	Physique du détecteur à superréseau InAs/GaSb . . . . .	9
1.2.1	Structure superréseau . . . . .	10
1.2.2	Minibandes d'énergie et gap . . . . .	14
1.2.3	Absorption optique dans les superréseaux . . . . .	16
1.2.3.1	Densité d'états joints . . . . .	17
1.2.3.2	Recouvrement des fonctions d'ondes . . . . .	18
1.2.4	Temps de vie des porteurs . . . . .	20
1.2.4.1	Recombinaison radiative . . . . .	20
1.2.4.2	Recombinaison SRH . . . . .	21
1.2.4.3	Recombinaison Auger . . . . .	21
1.2.5	Collection des porteurs . . . . .	23
1.2.5.1	Jonction PIN . . . . .	23
1.2.5.2	Structures à barrières . . . . .	23
1.3	Intérêts du détecteur à superréseau InAs/GaSb . . . . .	25
1.3.1	Au niveau matériau . . . . .	25
1.3.1.1	Gap accordable . . . . .	25
1.3.1.2	Taux de recombinaison Auger faible . . . . .	27
1.3.1.3	Masse effective élevée . . . . .	28
1.3.1.4	Uniformité et stabilité . . . . .	28
1.3.2	Au niveau applications . . . . .	28
1.3.2.1	Grands plans focaux LWIR/VLWIR . . . . .	29
1.3.2.2	HOT MWIR . . . . .	31
1.4	Etat de l'art à l'été 2012 . . . . .	31
1.4.1	Figures de mérite . . . . .	31
1.4.2	Panorama de différentes filières de détecteurs . . . . .	35
1.4.3	État de l'art du superréseau InAs/GaSb dans le monde . . . . .	38
1.4.3.1	dans le VLWIR . . . . .	38
1.4.3.2	dans le LWIR . . . . .	39
1.4.3.3	dans le MWIR . . . . .	41
1.4.4	Etat de l'art français du SR InAs/GaSb . . . . .	42
1.4.4.1	Acteurs de la filière française . . . . .	42
1.4.4.2	Avancées à l'Institut d'Electronique et des Systèmes . . . . .	44
1.5	Objectifs de la thèse et conclusion du chapitre . . . . .	47

---

Ce chapitre est consacré à une description générale du détecteur infrarouge à superréseau InAs/GaSb. Tout d’abord je détaillerai le contexte dans lequel ce type de détecteur a été proposé. Ensuite j’expliquerai les bases du fonctionnement de ce détecteur puis en quoi ce détecteur se démarque de ses concurrents, aussi bien au niveau de ses caractéristiques physiques que par conséquence au niveau de ses applications. Enfin je comparerai les performances des détecteurs à superréseau InAs/GaSb avec celles de leurs principaux concurrents à l’été 2012, au début de ma thèse.

## 1.1 CONTEXTE DE LA DÉTECTION INFRAROUGE

La plupart des imageurs infrarouge actuels trouvent leur origine dans des travaux initiés lors de la seconde guerre mondiale. Dans un premier temps, ils fonctionnaient principalement dans deux bandes spectrales : la bande  $3 - 5\mu\text{m}$ , qu’on appelle moyen infrarouge (ou en anglais MidWave InfraRed ([MWIR](#))), et la bande  $8 - 14\mu\text{m}$ , qu’on appelle lointain infrarouge (ou en anglais LongWave InfraRed ([LWIR](#))). Ces deux fenêtres correspondent à deux plages de longueurs d’ondes dans lesquelles l’atmosphère n’absorbe presque pas de rayonnement, comme le montre la [Figure 1.1](#). Mais depuis la fin des années 90, de nouvelles applications, notamment l’astronomie, souhaitent des imageurs infrarouge capables de détecter des longueurs d’onde plus élevées, jusqu’au submillimétrique.

Suivant la gamme de longueurs d’ondes visée, les détecteurs infrarouge ne sont pas fabriqués avec les mêmes matériaux. Depuis les années 1990, on est capable de détecter les longueurs d’ondes comprises entre  $0.7$  et  $28\mu\text{m}$  [[Rogalski, 2012](#)]. On peut citer par exemple les détecteurs InSb, apparus dans les années 1950, actifs sur la bande  $0.7 - 5.4\mu\text{m}$ , les microbolomètres, disponibles en format matriciel depuis les années 1990, qui détectent sur la bande  $7.5 - 14\mu\text{m}$ , les HgCdTe (premiers travaux dans les années 1960) sur la bande  $0.7 - 20\mu\text{m}$  et les détecteurs multipuits quantiques GaAs/AlGaAs, apparus dans les années 1990, actifs sur un pic dans la bande  $3 - 20\mu\text{m}$ . Enfin les détecteurs Si:As IBC (impurity band conduction) développés par le centre de recherche Santa Barbara (Raytheon) [[Venzone et al., 1995](#)] sont quant à eux capables depuis 1995 de couvrir une très large bande comprise entre  $2$  et  $28\mu\text{m}$ .

Compte tenu du catalogue précédent, on pourrait ainsi imaginer que tous les besoins sont couverts puisque la majorité du spectre infrarouge, de  $1\mu\text{m}$  à  $30\mu\text{m}$ , l’est par différentes technologies. Mais la couverture spectrale n’est pas le seul critère.

La mission WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) de la NASA est un exemple de limitation que l’on peut rencontrer avec les détecteurs infrarouge disponibles actuellement. Il s’agit d’un imageur embarqué sur satellite. Cette mission avait pour but de cartographier 99% de la sphère céleste à l’aide de quatre détecteurs infrarouge, au format  $1024 * 1024$  pixels, opérant dans différentes bandes : 2 détecteurs HgCdTe opérant respectivement dans les bandes  $2.8 - 4.2\mu\text{m}$  et  $4.3 - 5.4\mu\text{m}$  et 2 détecteurs Si:As opérant respectivement dans les

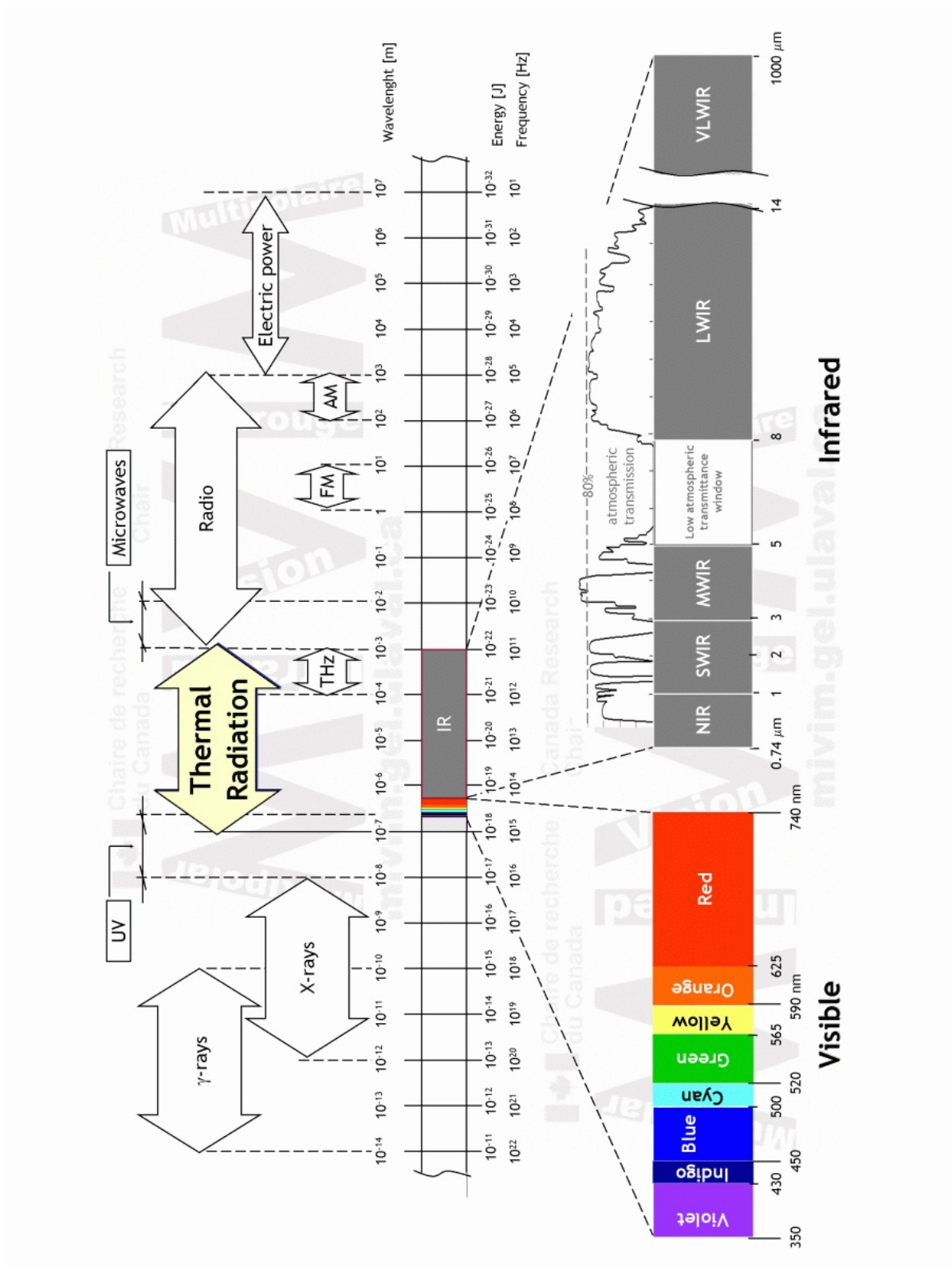


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique, plus particulièrement dans l’infrarouge, et exemple de transmission de l’atmosphère [MiViM, 2015]

bandes 7.2 – 17.5 μm et 19.4 – 28 μm [Jarrett *et al.*, 2011, Wright *et al.*, 2010]. Pour fonctionner, ce dernier détecteur requiert d’être porté à une température de 7.8K.

Pour atteindre cette température, un double réservoir d'hydrogène solide a été utilisé. Le télescope WISE a été mis en orbite le 14 décembre 2009, la première image a été acquise le 6 janvier 2010. Dès le 5 août 2010, le compartiment externe du réservoir d'hydrogène était vide, ce qui a entraîné une hausse de température au niveau des détecteurs et le détecteur Si :As opérant dans la bande  $19.4 - 28\mu\text{m}$  s'est arrêté. La durée de la mission avec les quatre imageurs a été limitée à 7 mois à cause de la très faible température de fonctionnement requise par les détecteurs Si :As. Le deuxième détecteur Si :As s'est arrêté de fonctionner le 29 octobre 2010, lorsque le deuxième compartiment s'est vidé [Mainzer *et al.*, 2012]. La mission a été ensuite réorientée et rebaptisée NEOWISE (pour Near Earth Objects WISE), jusqu'au 17 février 2011, en n'utilisant plus que les deux détecteurs avec les gammes spectrales les plus basses, ces deux détecteurs pouvant fonctionner à 73K. À partir de cette date, le satellite a été mis en hibernation. La température des détecteurs est alors remontée à 200K. En octobre 2013, la réactivation du télescope a été décidée pour la mission NEOWISE-R (pour Reactivation). Le télescope a été pointé vers le zénith pour redescendre la température des deux détecteurs HgCdTe à 73K; cette redescente a duré 3 mois [Mainzer *et al.*, 2014]. La première image après réactivation a été acquise le 7 décembre 2013. Il est à ce jour encore en fonctionnement.

Cet exemple met en lumière le besoin en détecteurs ayant une température de fonctionnement la plus élevée possible [Rogalski, 2002]. La valeur de la température à atteindre dépend de la gamme spectrale du détecteur et de l'application visée. Pour un détecteur embarqué sur satellite, le refroidissement passif (sans fluide cryogénique) permet d'atteindre des températures de l'ordre de 100K, d'après l'exemple de NEOWISE-R : donc pour un détecteur VLWIR sur satellite, la température visée sera de l'ordre de 100K. En MWIR, pour des applications sur systèmes embarqués, les températures de fonctionnement recherchées sont des températures non cryogéniques, c'est-à-dire qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser un fluide cryogénique (typiquement l'azote ou l'hélium liquide) pour l'atteindre. Il faut donc  $T_{\text{fonctionnement}} \geq 200\text{K}$ .

Les détecteurs de demain devront donc être capables de répondre à ce besoin mais devront répondre aussi à d'autres critères. En effet la filière idéale de détecteur infrarouge devra :

- couvrir plusieurs bandes spectrales. Il y a un vrai intérêt industriel à ce que ce soit la même filière de détecteur infrarouge qui couvre plusieurs bandes. Pour cela, il faut :
  1. être capable de détecter des longueurs d'ondes dans le VLWIR ( $\lambda \geq 14\mu\text{m}$ ). Cela est imposé par des applications défense et spatiales.
  2. réaliser de la détection multispectrale. Cela nécessite des détecteurs "multi-couleurs", c'est-à-dire capable de voir simultanément sur deux bandes spectrales (ou plus). Ces deux bandes spectrales peuvent se trouver dans la même fenêtre de transmission de l'atmosphère ou dans deux fenêtres différentes. Par exemple, les détecteurs bi-spectraux sont MWIR/MWIR, LWIR/LWIR, MWIR/LWIR, .... Le multispectral sert à

la discrimination de spectres, il est donc utilisé pour des applications de déleurrage, de décamouflage, de détection de gaz.

- comme décrit dans le paragraphe précédent, atteindre une température de fonctionnement la plus élevée possible. Cela permet de réduire l'encombrement lié au système de refroidissement du détecteur et réduire sa consommation électrique. Cela augmente donc la durée de vie du système imageur dans son ensemble. Cette contrainte rentre dans ce qu'on appelle les exigences SWaP (pour Size, Weight and Power) qui demandent des systèmes imageurs plus compacts, plus légers et moins énergivores. Le détecteur n'étant pas la seule composante du système imageur, les contraintes SWaP sont donc beaucoup plus larges : on peut citer par exemple plusieurs travaux réalisés à l'ONERA pour répondre à ces exigences en réduisant la taille des optiques devant la matrice de détection [Druart *et al.*, 2009][de la Barrière *et al.*, 2011][Grulois *et al.*, 2014].
- obtenir de très bonnes performances électro-optiques, c'est-à-dire présenter des rapports signal sur bruit satisfaisants dans des conditions classiques d'utilisation, qui dépendent bien sûr de l'application.
- présenter une très grande uniformité sur toute la matrice de détection et une grande stabilité dans le temps vis-à-vis des corrections apportées pour pallier les éventuels soucis d'homogénéité.
- permettre d'obtenir une haute résolution spatiale. Pour cela, il faut augmenter le nombre de pixels des matrices : il faut réussir à diminuer la taille pixel et être capable de réaliser des matrices de grande taille avec des performances électro-optiques homogènes sur tous les pixels. Cette homogénéité est plus complexe dans les grands formats.
- être compatible au niveau fabrication avec des structures nano-antennes plasmoniques permettant par exemple la concentration de la lumière et la réduction du volume du pixel [Chevalier *et al.*, 2012].

Le progrès par rapports aux filières de détecteurs déjà bien établies, c'est-à-dire l'InSb, le HgCdTe et les multipuits quantiques, peut venir soit de vraies nouvelles filières, appelées aussi filières émergentes, soit d'une rupture technologique dans une filière bien établie (comme le passage du n/ au p/n pour le HgCdTe).

Nous allons voir en quoi la filière émergente du détecteur à superréseau InAs/GaSb a théoriquement la capacité de répondre à plusieurs de ces exigences.

## 1.2 PHYSIQUE DU DÉTECTEUR À SUPERRÉSEAU INAS/GASB

La structure superréseau à semiconducteurs a été proposée pour la première fois en 1970 par Esaki et Tsu [1970] pour obtenir un semiconducteur résultant possédant des propriétés électro-optiques différentes de celles de ses constituants. En 1978, Sai-Halasz *et al.* [1978] ont prédit qu'en utilisant un superréseau InAs/GaSb, il était possible d'obtenir un semiconducteur à gap ajustable, permettant même d'obtenir une structure semi-métallique. De nombreux travaux sur les propriétés optiques de cette structure artificielle particulière furent alors

menés au début des années 1980 [Bastard, 1988, Voisin *et al.*, 1981]. C'est en 1987 que les superréseaux InAs/Ga(In)Sb ont été proposés pour la détection infrarouge par Smith et Mailhiot [1987], structure réalisée par Chow et al en 1990. Chow *et al.* [1990]. Après la démonstration de photodiode MWIR [Yang et Bennett, 1994] puis LWIR [Johnson *et al.*, 1996], la première matrice à superréseaux InAs/GaSb, opérant dans le MWIR, a été fabriquée en 2005 par Walther *et al.* [2005].

### 1.2.1 Structure superréseau

Un superréseau est un empilement périodique de fines hétérojonctions, comme le montre la Figure 1.2. Une hétérojonction est une association de deux semiconducteurs différents, présentant des bandes interdites de largeurs différentes. De par leur empilement, les semiconducteurs, déjà organisés en réseau cristallin périodique, se trouvent dans une super "période", d'où le nom de superréseau (ou superlattice en anglais qui traduit ce même effet de double maillage). La première périodicité, celle du réseau cristallin, donnera dans l'espace réciproque la première zone de Brillouin et la deuxième périodicité, celle de l'empilement, donnera la super-zone de Brillouin.

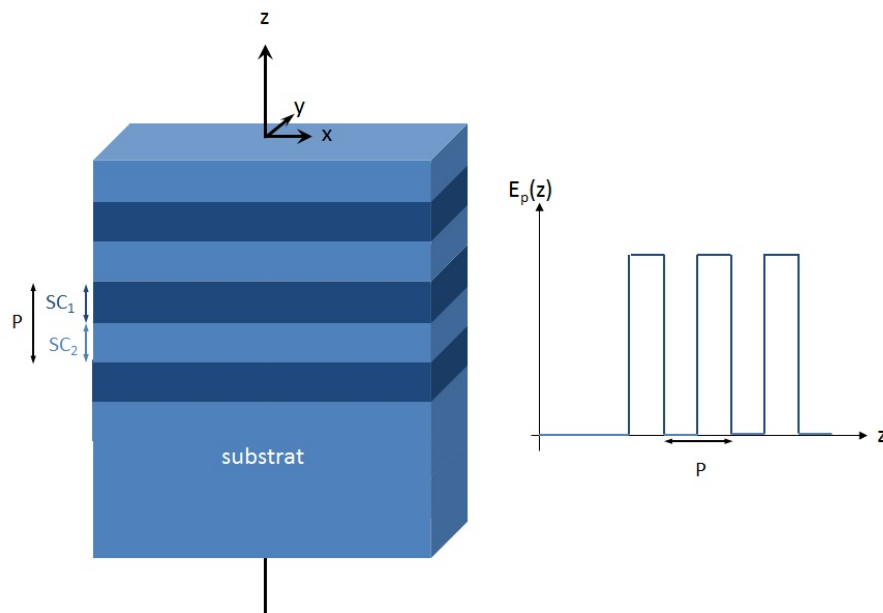


FIGURE 1.2 – Empilement périodique suivant l'axe  $z$  de croissance de deux semiconducteurs formant un superréseau et représentation schématique des puits de potentiels dans la bande de conduction suivant ce même axe  $z$

Il existe trois différents types d'hétérojonctions, comme le montre la Figure 1.3. Le type I (straddling en anglais) correspond à l'association de deux semiconducteurs dont l'un a une largeur de bande interdite (gap) englobée dans celle de l'autre. Un des deux semiconducteurs présente à la fois un bas de la bande de conduction plus faible en énergie que celui de l'autre semiconducteur et un haut de la bande de valence plus haut en énergie que le celui de l'autre semiconducteur. L'un des représentants de cet alignement est l'hétérojonction



GaAs/AlGaAs utilisée pour les photodétecteurs à multipuits quantiques. Dans le type II (staggered en anglais), la bande de conduction du premier semiconducteur est au-dessus de celle du second et la bande de valence du premier est au-dessus du deuxième. C'est le cas de l'hétérojonction InP/AlInAs. L'hétérojonction InAs/GaSb est de type II désaligné, ou type III (broken gap en anglais) : le bas de la bande de conduction de l'InAs est en dessous du haut de la bande de valence du GaSb. Cet alignement permet une grande flexibilité sur le gap de la structure, comme nous le verrons dans la [Section 1.3.1.1](#).

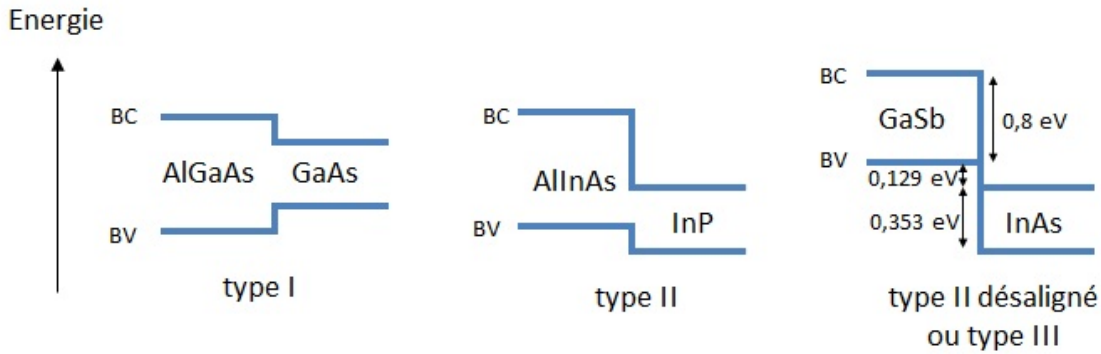


FIGURE 1.3 – Représentation de l'alignement des bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence pour différents types d'hétérojonctions. Pour l'hétérostructure InAs/GaSb, les valeurs d'énergies sont données pour une température de 80K.

Pour pouvoir réaliser le superréseau InAs/GaSb, il faut réussir à faire croître l'hétérostructure sur un substrat GaSb. La méthode utilisée pour tous les échantillons présentés dans cette thèse est l'épitaxie par jets moléculaires [Taalat, 2013]. Pour obtenir une superstructure de très bonne qualité cristalline, la difficulté réside dans le fait que les deux semiconducteurs n'ont pas les mêmes propriétés cristallines, et en particulier qu'ils n'ont pas le même paramètre de maille. Le manque de maîtrise de la croissance de cette hétéro-épitaxie peut générer des dislocations à l'interface entre les 2 matériaux. Les deux semiconducteurs InAs et GaSb présentent une structure Zinc Blende, cubique faces centrées, avec occupation de la moitié des sites tétraédriques (Figure 1.4). Le paramètre de maille de l'InAs vaut  $a_{\text{InAs}} = 0.60583\text{nm}$  et celui du GaSb  $a_{\text{GaSb}} = 0.609593\text{nm}$ . Ces deux matériaux présentent des paramètres de mailles assez proches, mais, dans le cas d'une épitaxie sur substrat GaSb, l'InAs est légèrement en tension sur le GaSb, du fait de son plus petit paramètre de maille. L'hétérostructure InAs/GaSb est un système très particulier sans atomes communs à l'interface. Il peut donc y avoir deux types d'interface : de type InSb ou GaAs. Pour compenser le léger désaccord de maille, on privilégie une interface InSb, plutôt que GaAs. Une interface GaAs augmenterait plus fortement la tension, alors que l'InSb agit en compression sur les 2 matériaux, comme le montre la Figure 1.6, où sont rapportées les énergies gap des matériaux InAs, GaSb, InSb et GaAs en fonction de leur paramètre de maille. L'InSb permet donc une compensation des contraintes à l'interface.

L'empilement d'hétérojonctions permet d'avoir des multipuits quantiques, al-



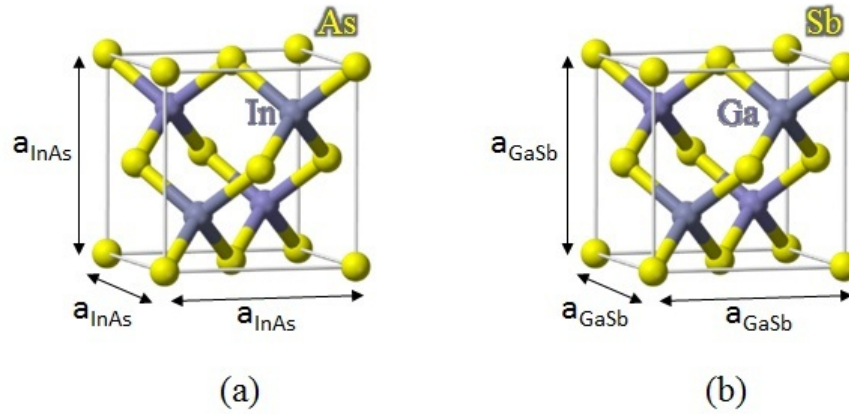


FIGURE 1.4 – Structure cristalline de l’InAs en (a) et du GaSb en (b). L’InAs a un paramètre de maille  $a_{\text{InAs}} = 0.60583\text{nm}$  et le GaSb  $a_{\text{GaSb}} = 0.609593\text{nm}$

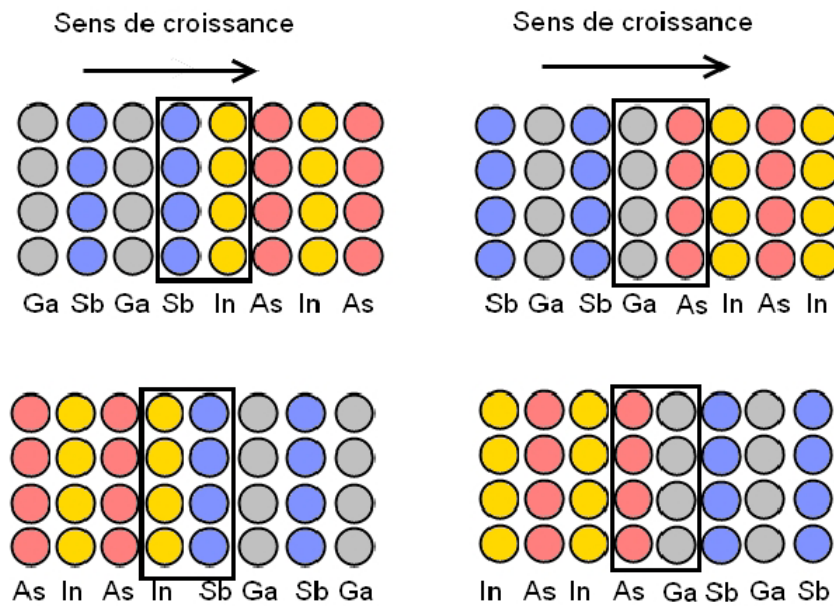


FIGURE 1.5 – Représentation des deux types d’interfaces, possibles lors de la croissance du SR InAs/GaSb : interface InSb (à gauche) et interface GaAs (à droite) [Cervera, 2011]

ternances de puits et de barrières de potentiel possédants des fonctions d’ondes très localisées. Un superréseau est un système de multipuits quantiques couplés. Pour qu’il y ait couplage entre deux puits, il faut que la probabilité de présence soit non nulle dans le matériau barrière, comme le montre la Figure 1.7. Cette condition est fonction des épaisseurs des puits et barrières, du potentiel énergétique puits/barrière et de la masse effective des porteurs. Ainsi les électrons peuvent se déplacer entre les puits par effet tunnel suivant l’axe  $z$ , ce qui confère à l’électron un déplacement tridimensionnel. Les électrons ne sont donc pas confinés sur des niveaux discrets d’énergie, comme dans le cas des puits quantiques découplés, mais ils sont confinés sur ce qu’on appelle des “minibandes” d’énergie.

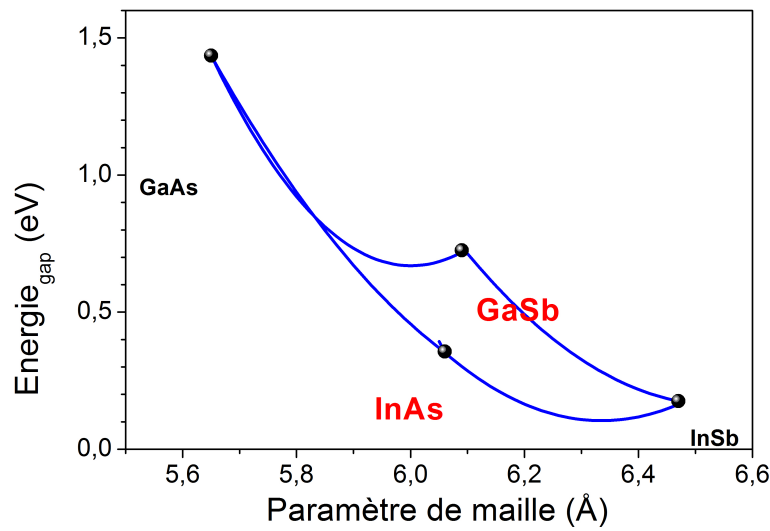


FIGURE 1.6 – Énergie de gap du GaSb, de l'InAs, du GaAs et de l'InSb en fonction de leur paramètre de maille

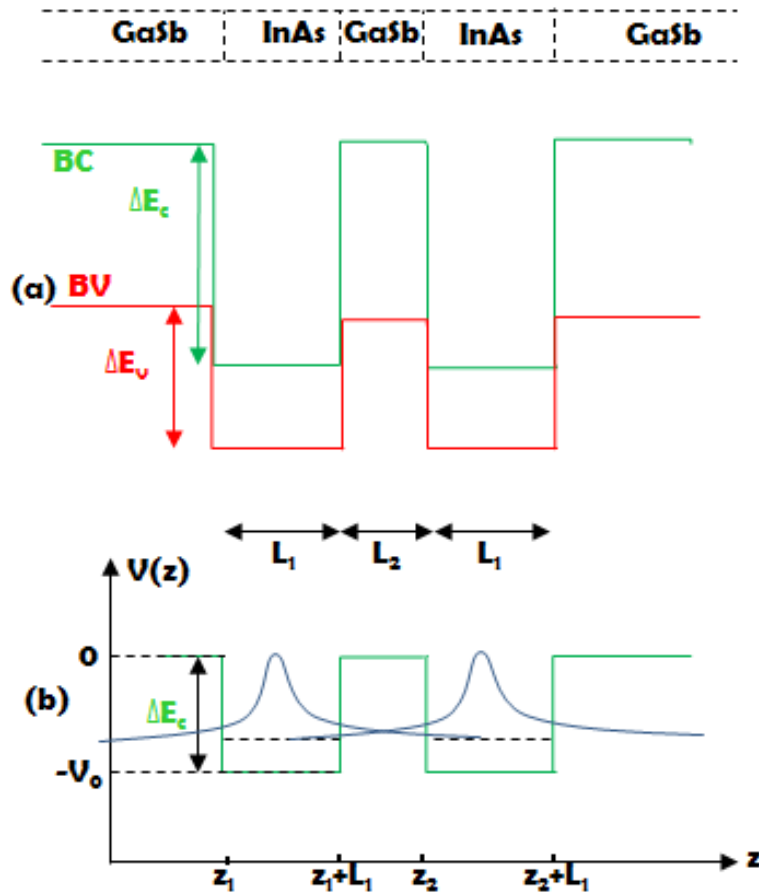


FIGURE 1.7 – (a) Représentation de puits quantiques couplés, formés par deux semiconducteurs (InAs et GaSb) (b) Énergie du bas de la première sous-bande de conduction en fonction de l'axe de croissance et densité de probabilité de présence associée. D'après Mathieu et Fanet [2009]

### 1.2.2 Minibandes d'énergie et gap

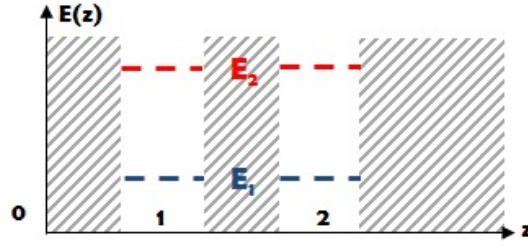


FIGURE 1.8 – Couplage de 2 puits quantiques de profondeur infinie

Considérons qu'on couple deux puits quantiques identiques infinis : le potentiel est nul dans les puits et infini en dehors. La structure obtenue aura les mêmes états stationnaires que chacun des puits infinis pris séparément. En effet, soient  $\phi_n^{(1)}$  et  $\phi_n^{(2)}$  les fonctions d'onde associées à l'état stationnaire  $E_n$  respectivement dans le puits 1 et dans le puits 2 (Figure 1.8).  $\phi_n^{(1)}$  et  $\phi_n^{(2)}$  sont nulles dans les zones où le potentiel est infini et sont solutions de l'équation de Schrödinger  $H\Psi = E\Psi$  dans les zones où le potentiel est nul. Donc  $\phi_n^{(1)}$  et  $\phi_n^{(2)}$  sont aussi solutions du système couplé. Les états stationnaires du puits double sont donc simplement la combinaison des états stationnaires de chaque puits. Comme les états stationnaires du puits 1 sont les mêmes que ceux du puits 2, le spectre d'énergie du puits double est le même que celui du puits simple mais avec une dégénérescence de degré deux.

En couplant deux puits identiques finis, du type de la Figure 1.9a, l'effet tunnel lève la dégénérescence : on ne retrouve plus dans le puits double les mêmes états stationnaires que sur le puits isolé, comme le montre la Figure 1.9b. Cela est dû au fait que la fonction d'onde sur le puits isolé est non nulle en dehors du puits, donc quand les 2 puits sont suffisamment proches,  $\phi_n^{(1)}$  est non nulle dans le puits 2 et  $\phi_n^{(2)}$  est non nulle dans le puits 1. Du coup chaque niveau  $E_n$  du puits isolé est remplacé par deux niveaux d'énergie  $E_{n1}$  et  $E_{n2}$ , correspondant respectivement à l'état stationnaire "symétrique" et à l'état stationnaire "antisymétrique". Il est à noter que  $E_{n1}$  et  $E_{n2}$  sont centrés sur  $E_n$ . En augmentant le nombre de puits quantiques, le nombre de sous-niveaux quantiques  $E_{n,k}$ , correspondant au niveau  $E_n$  sur le puits isolé, augmente proportionnellement au nombre de puits, comme on peut le voir sur la Figure 1.9c. Dans le même temps, l'écart entre les sous-niveaux,  $E_{n,k}$  et  $E_{n,k+1}$ , diminue. Si cet écart devient inférieur à l'énergie d'activation thermique des porteurs ( $k_B T$ ), on parle alors de superréseau (SR). Dans ce cas, les porteurs ne sont plus confinés sur les niveaux  $E_{n,k}$  mais sur des minibandes d'énergies centrées sur  $E_n$ . De plus la valeur de la largeur énergétique de ces minibandes  $\Delta E_n$  est de la forme [Basdevant *et al.*, 2002] :

$$\Delta E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_{\text{eff}} \cdot \kappa \cdot L_1^3} \times e^{-\kappa L_2} \quad (1.1)$$

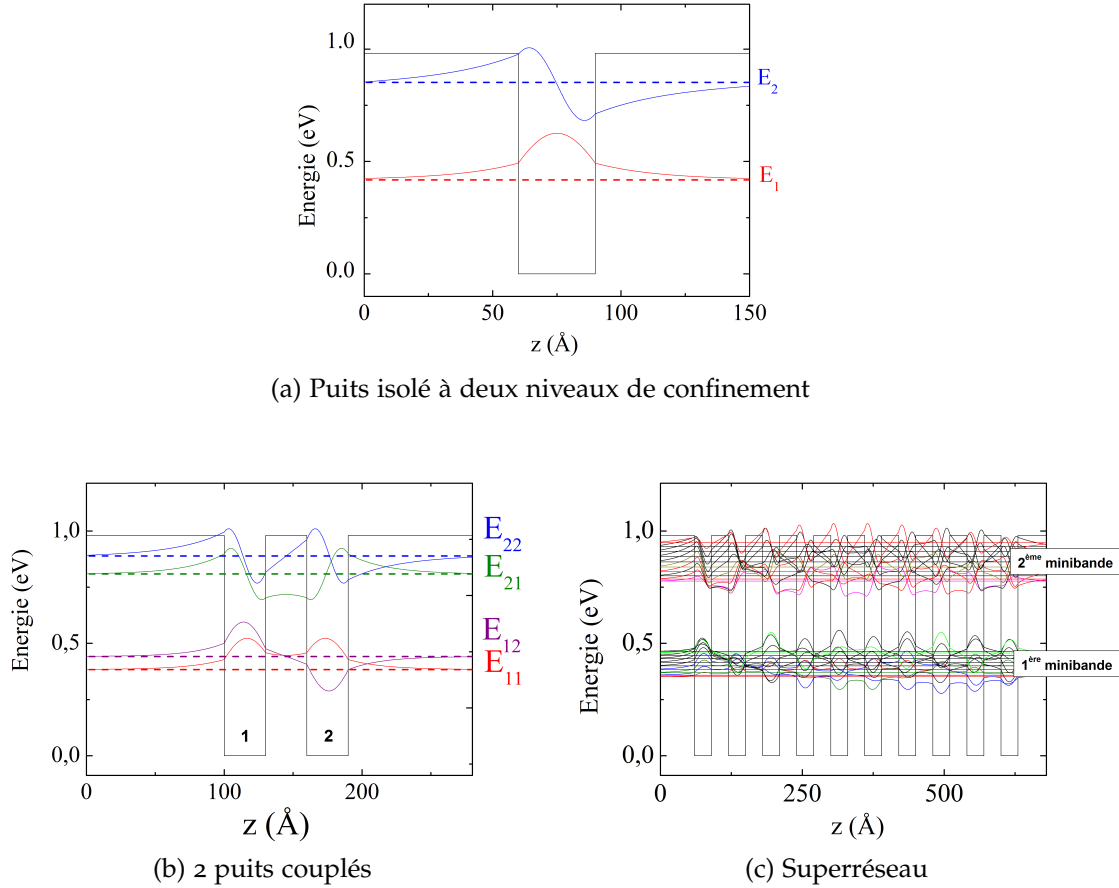


FIGURE 1.9 – Niveaux d'énergie et fonctions d'ondes dans différentes structures dans la bande de conduction [Cervera, 2011]

avec  $m_{eff}$  la masse effective du porteur,  $L_1$  et  $L_2$  sont respectivement la largeur des puits et la largeur des barrières et  $\kappa = \frac{\sqrt{2m_{eff}(V_0 - E_n)}}{\hbar}$  avec  $V_0$  le puits de potentiel énergétique. Ainsi la largeur des minibandes est supérieure pour les porteurs ayant la plus faible masse effective : les minibandes des électrons sont plus larges que les minibandes des trous légers, qui sont plus larges que les minibandes des trous lourds. La largeur dépend aussi, comme les niveaux  $E_n$ , de la largeur des puits et des barrières, c'est-à-dire de la largeur de la période de l'empilement. La Figure 1.10 montre cette évolution pour un superréseau InAs/GaSb dont l'épaisseur  $P$  de la période varie, tout en conservant autant d'InAs que de GaSb dans chaque période (on parle de superréseau symétrique). A partir de  $P = 150\text{Å}$ , le niveau de la minibande fondamentale des trous lourds HH1 est situé au-dessus du niveau de la minibande fondamentale des électrons : c'est le comportement semimétallique déjà évoqué précédemment.

Les transitions optiques ne sont donc pas entre des niveaux discrets d'énergies mais entre les minibandes de trous et les minibandes d'électrons : le gap du superréseau est défini par l'absorption fondamentale située entre le haut de la première minibande des trous lourds et la première minibande d'électrons,

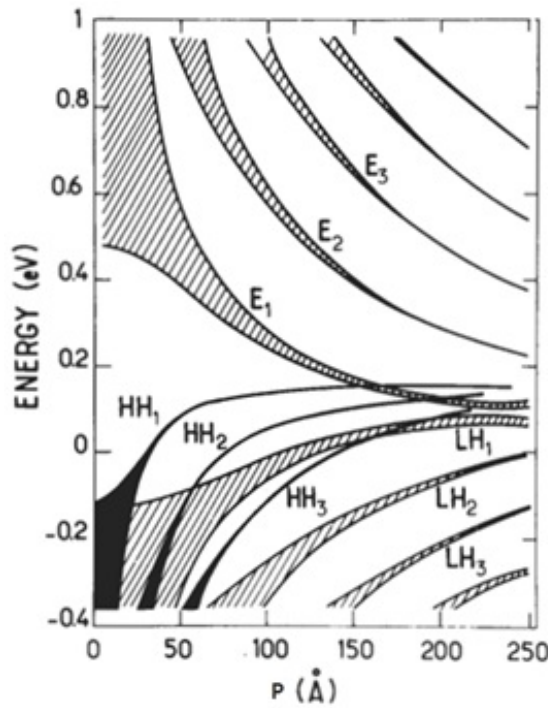


FIGURE 1.10 – Évolution de la structure de bande du superréseau InAs/GaSb symétrique avec l'épaisseur de la période  $P$  pour les trous lourds (HH), les trous légers (LH) et les électrons (E) [Voisin, 1987]

comme le montre la Figure 1.11. Ainsi l'absorption n'est juste pas à une longueur d'onde donnée mais bien large bande spectralement.

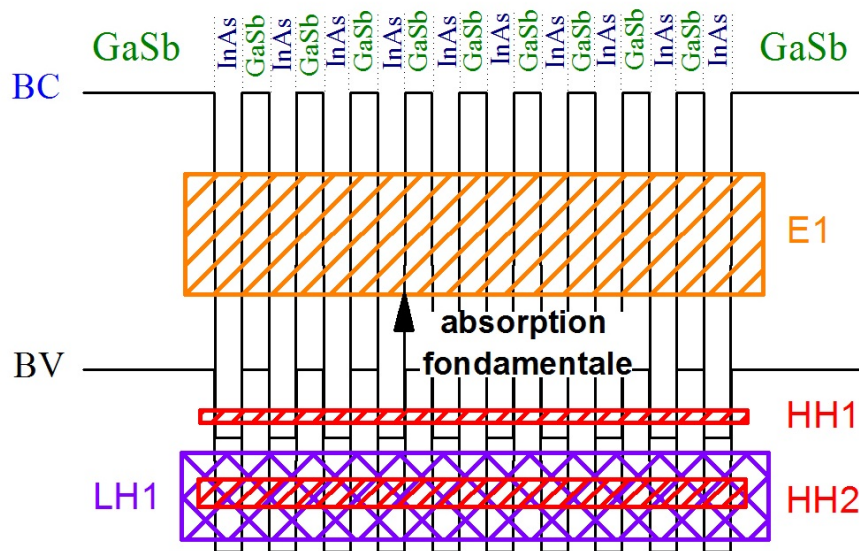


FIGURE 1.11 – Minibande de conduction ( $E_1$ ) et minibandes de valence (trous lourds HH1 et HH2, trous légers LH1) d'un SR InAs/GaSb symétrique pour le MWIR et absorption fondamentale inter-minibande  $E_1$ -HH1 [Cervera, 2011]

### 1.2.3 Absorption optique dans les superréseaux

Une onde électromagnétique perd de l'intensité quand elle s'enfonce dans un matériau. La loi de Beer-Lambert donne :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (1.2)$$

avec  $\alpha$  le coefficient d'absorption et  $z$  la distance parcourue dans le matériau. Cette intensité perdue est absorbée par le matériau. Pour un semiconducteur,  $\alpha$  s'exprime comme suit [Rosencher et Vinter, 2002] :

$$\alpha(\omega) = \frac{2q^2 \pi |\mathbf{r}_{vc}|^2 \omega}{3n_{op} c \epsilon_0 \hbar} \rho_{cv}(\omega) [f_v(\hbar\omega) - f_c(\hbar\omega)] \quad (1.3)$$

avec  $\omega$  la pulsation,  $q$  la charge élémentaire,  $|\mathbf{r}_{vc}|$  l'élément de matrice dipolaire de la transition bande de valence vers bande de conduction,  $n_{op}$  l'indice optique du superréseau,  $\epsilon_0$  permittivité diélectrique,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $\rho_{cv}(\omega)$  la densité d'états joints et  $f_c$  et  $f_v$  les fonctions de Fermi-Dirac qui décrivent la probabilité d'occupation des niveaux  $E_c$  et  $E_v$  respectivement. De plus, l'élément de matrice dipolaire est donné par l'expression :

$$|\mathbf{r}_{vc}|^2 = |\langle u_{c,\mathbf{k}} | \mathbf{r} | u_{v,\mathbf{k}} \rangle|^2 I_{cv}^2 \quad (1.4)$$

avec  $u_{c,\mathbf{k}}$  les parties périodiques de fonctions de Bloch dans la bande de conduction,  $u_{v,\mathbf{k}}$  celles de la bande de valence,  $\mathbf{r}$  le moment dipolaire et  $I_{cv}^2 = |\langle f_c | f_v \rangle|^2$  le recouvrement (overlap en anglais) des fonctions enveloppes d'électrons et de trous.  $\alpha$  est donc proportionnel à la densité d'états joints et au recouvrement des fonctions d'ondes enveloppes d'électrons et de trous.

#### 1.2.3.1 Densité d'états joints

La densité d'états joints est directement proportionnelle au coefficient d'absorption donc elle donne l'allure du spectre d'absorption. Elle correspond au nombre d'états qui peuvent être occupés par les porteurs, par intervalle d'énergie  $[E, E + dE]$  pour chaque niveau d'énergie.

Dans un puits quantique, structure 2D, à  $n$  niveaux d'énergie, la densité d'états joints par unité de surface en fonction de l'énergie  $E$  s'écrit sous la forme :

$$D^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_n H(E - E_n) \quad (1.5)$$

avec  $H$  la fonction de Heaviside et  $m^*$  la masse effective des porteurs.

Dans le cas d'un matériau massif 3D (bulk en anglais) d'énergie de gap  $E_{gap}$ , la densité d'états joints est différente. La densité d'états joints par unité de volume est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie.

$$D^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E - E_{gap}} \quad (1.6)$$

Le superréseau est souvent présenté comme un matériau ayant une dimensionnalité entre 2 et 3. Il présente une densité d'états joints par unité de surface comme suit :

$$D^{SR}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_n f(E) \quad \text{avec} \quad f(E) = \begin{cases} 0 & \text{si } E < E_{\min}^n \\ \text{Arccos} \left[ \frac{-E + E_n}{\Delta E_n} \right] & \text{si } \left| \frac{E - E_n}{\Delta E_n} \right| < 1 \\ 1 & \text{si } E > E_{\max}^n \end{cases} \quad (1.7)$$

où  $\Delta E_n = E_{\max}^n - E_{\min}^n$  correspond à la largeur de la nième minibande d'énergie. On voit bien que si  $\Delta E_n$  est faible, la densité d'états joints va se rapprocher de celle d'un matériau 2D, ce qui est logique car un  $\Delta E_n$  faible correspond à un faible couplage des puits entre eux (cf. [Équation 1.1](#)). De même, un fort  $\Delta E_n$  implique un fort couplage des puits et conduit d'après [Équation 1.7](#) à une densité d'états joints proche de celle d'un matériau massif. La [Figure 1.12](#) montre

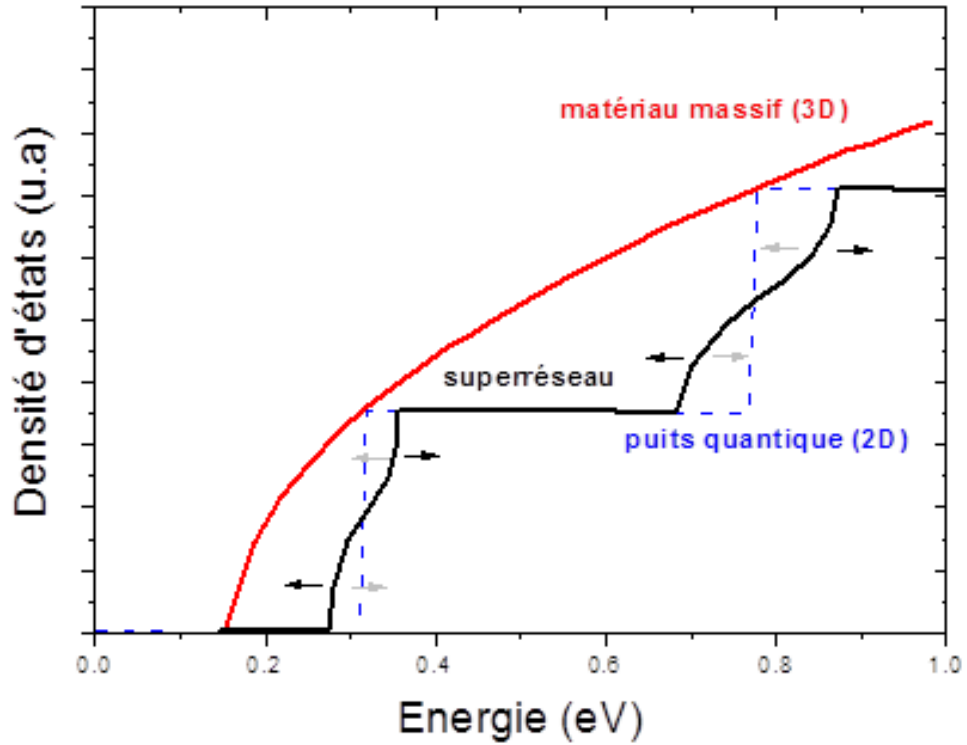


FIGURE 1.12 – Comparaison schématique de la densité d'états joints d'un matériau massif, d'un superréseau et d'un puits quantique [[Taalat, 2013](#)]

la densité d'états joints pour un puits quantique, un superréseau et un matériau massif. Pour le superréseau, deux minibandes ont été représentées. Les flèches illustrent le fait que selon le profil de la période, le couplage entre les puits n'est pas le même, et selon, le comportement de la densité d'états joints est plus proche soit de celle d'un matériau 2D, soit de celle d'un matériau 3D.



### 1.2.3.2 Recouvrement des fonctions d'ondes

La structure superréseau, en couplant les puits, permet le recouvrement des fonctions d'ondes : par effet tunnel, des électrons se déplacent dans le GaSb et des trous dans l'InAs. La [Figure 1.13](#) représente de manière schématique sur une structure superréseau avec une période constituée de 15 monocouches (MC) de InAs et de 15 MC de GaSb, la première minibande de conduction ( $C_1$ ) et la première minibande de valence ( $HH_1$ ). Pour information, une monocouche a l'épaisseur du demi paramètre de maille du réseau cristallin correspondant. En-dessous est tracée la densité de probabilité associée et est reporté le recouvrement des fonctions d'ondes  $|\langle f_{c1}|f_{v1} \rangle|^2$ . Ainsi, on comprend que le recouvre-

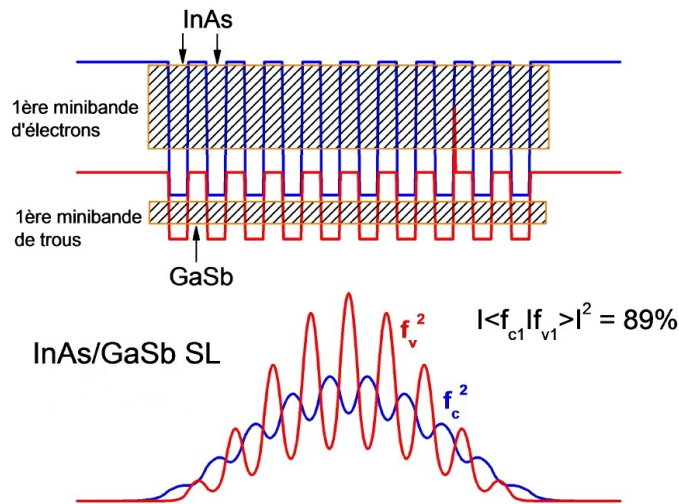


FIGURE 1.13 – Structure superréseau 15 monocouches InAs/ 15 monocouches GaSb. En haut : représentation schématique de la première minibande de conduction et de la première minibande de valence. En bas : représentation des densité de probabilités associées et calcul du recouvrement des fonctions d'ondes [[Cervera, 2011](#)]

ment de ces fonctions d'ondes dépend du design de la période du superréseau. Plus la période sera fine, plus le couplage entre les puits sera important, plus le recouvrement sera fort. A l'inverse, pour des épaisseurs de périodes importantes, le couplage sera faible donc le recouvrement sera aussi faible. Sur la [Figure 1.14](#), on peut voir l'évolution de ce recouvrement en fonction de l'épaisseur de la période du superréseau.



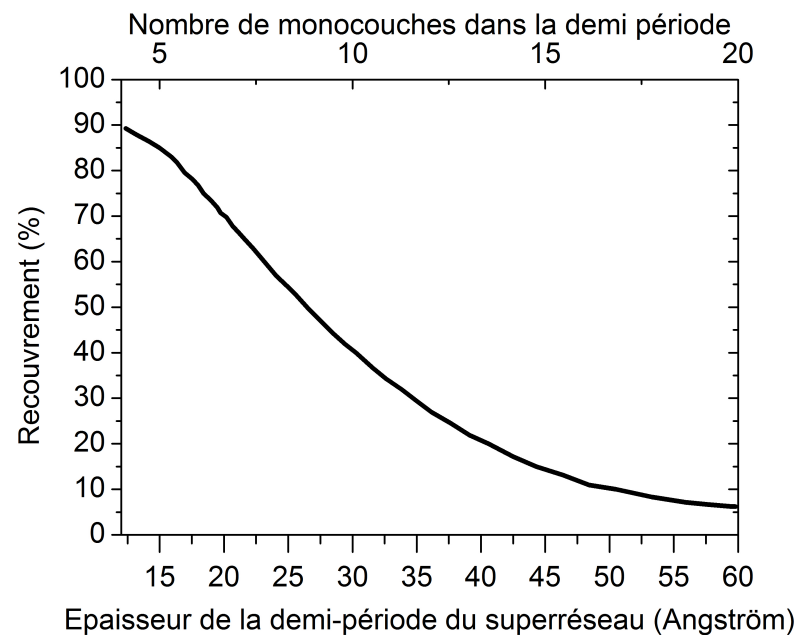


FIGURE 1.14 – Evolution du recouvrement des fonctions d’ondes en fonction de l’épaisseur de la demi période du superréseau InAs/GaSb symétrique [Cervera, 2011]

Mais Il faut garder à l’esprit que ce couplage a une influence sur les niveaux d’énergie des bandes de valence et de conduction, donc sur le gap de la structure (cf. [Section 1.2.1](#)).

#### 1.2.4 Temps de vie des porteurs

Une fois le photon absorbé, il génère une paire électron/trou ( $e^-/h^+$ ) dans la structure. Seuls les porteurs minoritaires doivent être collectés, soit les trous, soit les électrons. Les porteurs photogénérés ont une durée de vie limitée et ils doivent être collectés avant qu’ils ne se recombinent. Il existe 3 grands phénomènes de recombinaison : la recombinaison radiative, la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) et la recombinaison Auger. Ces recombinaisons ne sont pas propres à la structure superréseau, elles sont présentes dans tous les semiconducteurs.

On met en garde le lecteur sur le fait que seront présentés dans cette section les temps de vie des porteurs dans des semiconducteurs massifs (bulk en anglais), **par souci de pédagogie**. L’étude des temps de vie dans la structure superréseau sera traitée plus tard. Ainsi, toutes les figures de cette section seront donc présentées avec des structures de bandes d’un matériau massif pour plus de clarté.

##### 1.2.4.1 Recombinaison radiative

La recombinaison radiative est due à la désexcitation d’un electron présent dans la bande de conduction, qui se recombine avec un trou dans la bande de valence, ce qui conduit, comme le montre la [Figure 1.15](#), à l’émission d’un photon.

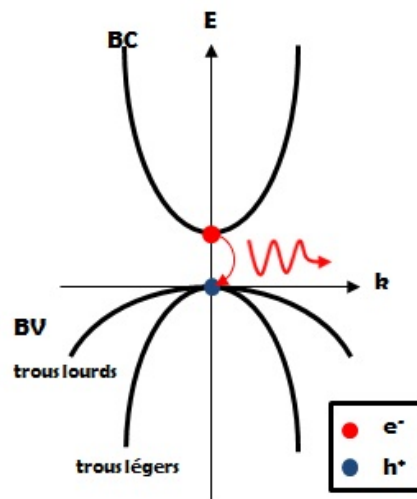


FIGURE 1.15 – Phénomène de recombinaison radiative d'une paire électron/trou dans une structure bulk à gap direct

Cette recombinaison dépend donc de la densité de porteurs. Le photon émis peut être immédiatement réabsorbé : c'est le photon recycling. La recombinaison radiative est donc plus ou moins pénalisante en fonction de la géométrie des diodes.

#### 1.2.4.2 Recombinaison SRH

Les recombinaisons SRH sont des recombinaisons assistées par pièges. Certaines impuretés du matériau créent des niveaux de piège situés dans la bande interdite. Ce niveau de piège capture d'abord un électron puis un trou et la paire se recombine (Figure 1.16).

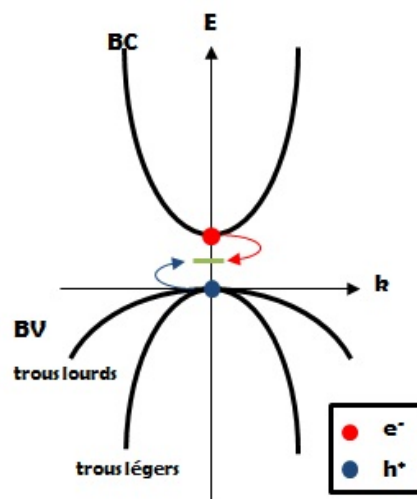


FIGURE 1.16 – Phénomène de recombinaison SRH d'une paire électron/trou dans une structure bulk à gap direct. En vert est représenté le niveau d'énergie de piège dû à une impureté

### 1.2.4.3 Recombinaison Auger

La recombinaison Auger est un phénomène à 3 particules : 2 électrons et un trou ou inversement, 2 trous et un électron. Ces particules peuvent se trouver sur la bande de conduction ou dans la bande de valence sur la bande des trous lourds, des trous légers et sur la bande de split off. La bande de split off est la bande issue de la levée de la dégénérescence d'ordre 3 de la bande de valence par l'interaction spin-orbite. Le haut de cette bande est éloignée de  $\Delta_{so}$  du haut des bandes de valence des trous lourds et des trous légers. La multiplicité des bandes de valence autorise un grand nombre de recombinaisons Auger différentes.

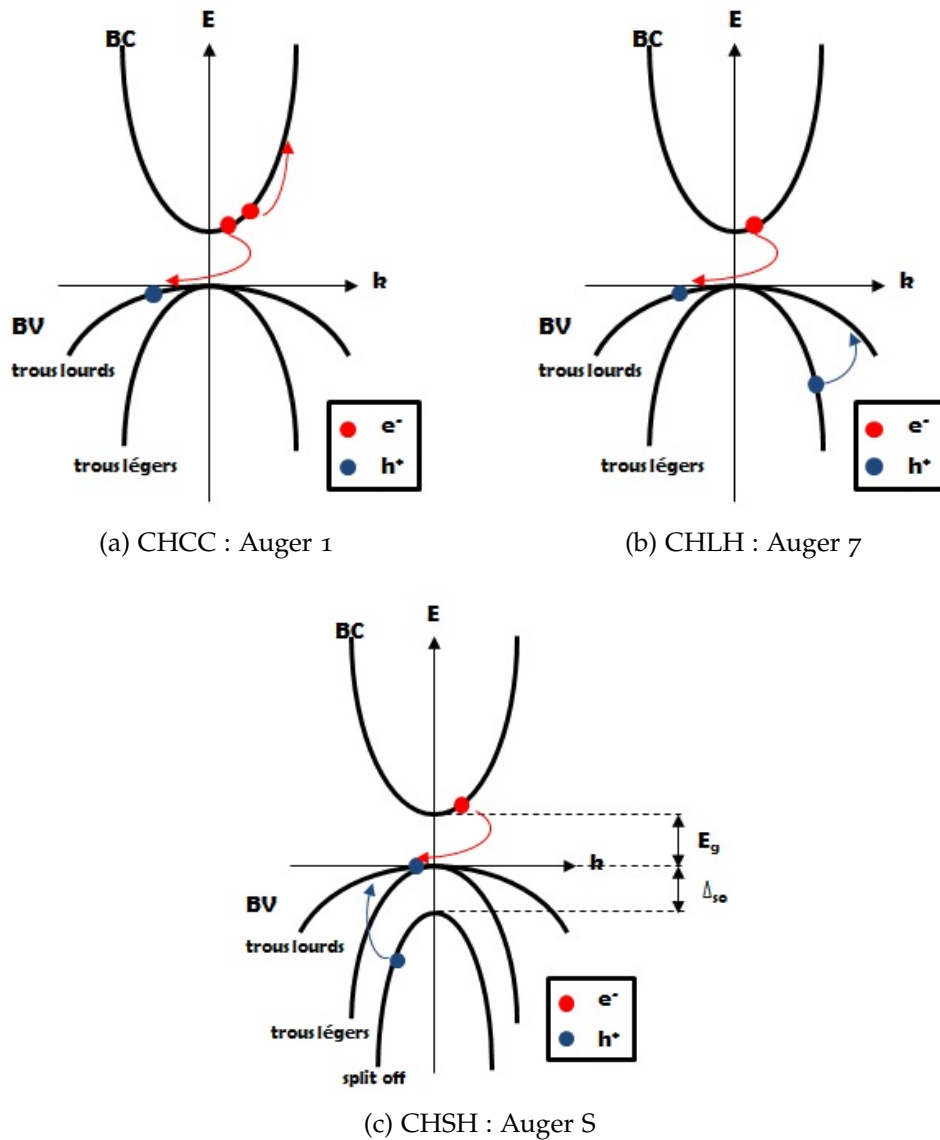


FIGURE 1.17 – Phénomène de recombinaison Auger dans une structure bulk à gap direct

Les trois principales recombinaisons Auger dans un matériau bulk sont la recombinaison CHCC, la recombinaison CHLH et la recombinaison CHSH. CHCC (Figure 1.17a) signifie Conduction - Heavy hole / Heavy hole - Heavy hole, elle

est aussi appelée Auger 1 : un électron de la bande de conduction se recombine avec un trou lourd et donne son énergie à un autre électron de la bande de conduction. Cette recombinaison est prédominante dans les matériaux de type N. CHLH (Figure 1.17b) signifie Conduction - Heavy hole / Light hole - Heavy hole, elle est aussi appelée Auger 7 : un électron de la bande de conduction se recombine avec un trou lourd et donne son énergie à un trou léger qui devient un trou lourd. Cette recombinaison est prédominante dans les matériaux de type P. Une autre recombinaison importante dans les matériaux de type P est la recombinaison CHSH pour Conduction - Heavy hole / Split-off hole - Heavy hole, ou Auger S (Figure 1.17c). Cette recombinaison dépend de la valeur  $\Delta_{so}$ .

### 1.2.5 Collection des porteurs

Avant de se recombinaison, les porteurs photogénérés doivent donc être collectés. Il existe différentes façons d'opérer cette collection.

#### 1.2.5.1 Jonction PIN

Une manière classique pour collecter les porteurs dans les photodiodes est d'utiliser une jonction PN. L'association de 2 semiconducteurs de type différent, N et P, permet la création d'un champ dans une zone appelée zone de charge d'espace (ZCE). En polarisant en inverse cette jonction, le transport des porteurs majoritaires est bloqué et celui des minoritaires est favorisé. La largeur  $W$  de la ZCE, dans une jonction PN abrupte, est donnée par l'expression :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} (|V_D| - V_{appliquée})} \quad (1.8)$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $\epsilon_r$  la permittivité du superréseau,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $N_A$  et  $N_D$  sont la concentration d'accepteurs et de donneurs dans la jonction,  $V_D$  la tension de diffusion (ou built in en anglais) et  $V_{appliquée}$  la tension appliquée aux bornes de la photodiode. La largeur de la ZCE dépend donc fortement des densités de porteurs dans les zones P et N : cela dépend du dopage, intentionnel ou résiduel. On peut donc, pour élargir la ZCE, intercaler entre les parties P et N une zone intrinsèque et obtenir une jonction PIN. La ZCE peut aussi s'élargir en augmentant la tension de polarisation inverse aux bornes de la photodiode.

Les photoporteurs générés dans la ZCE sont collectés grâce au champ présent. Les photoporteurs générés en dehors de cette ZCE peuvent diffuser s'ils sont créés à une distance de la ZCE inférieure à la longueur de diffusion ( $L_h$  pour les porteurs trous et  $L_e$  pour les électrons), comme le montre la Figure 1.18. La longueur de diffusion est donc la distance que peut parcourir un porteur avant de se recombinaison.

#### 1.2.5.2 Structures à barrières

Il existe d'autres architectures pour collecter les porteurs. On peut citer les structures XBn [Gautam *et al.*, 2013a, Rodriguez *et al.*, 2007], p $\pi$ Mn [Pour *et al.*,

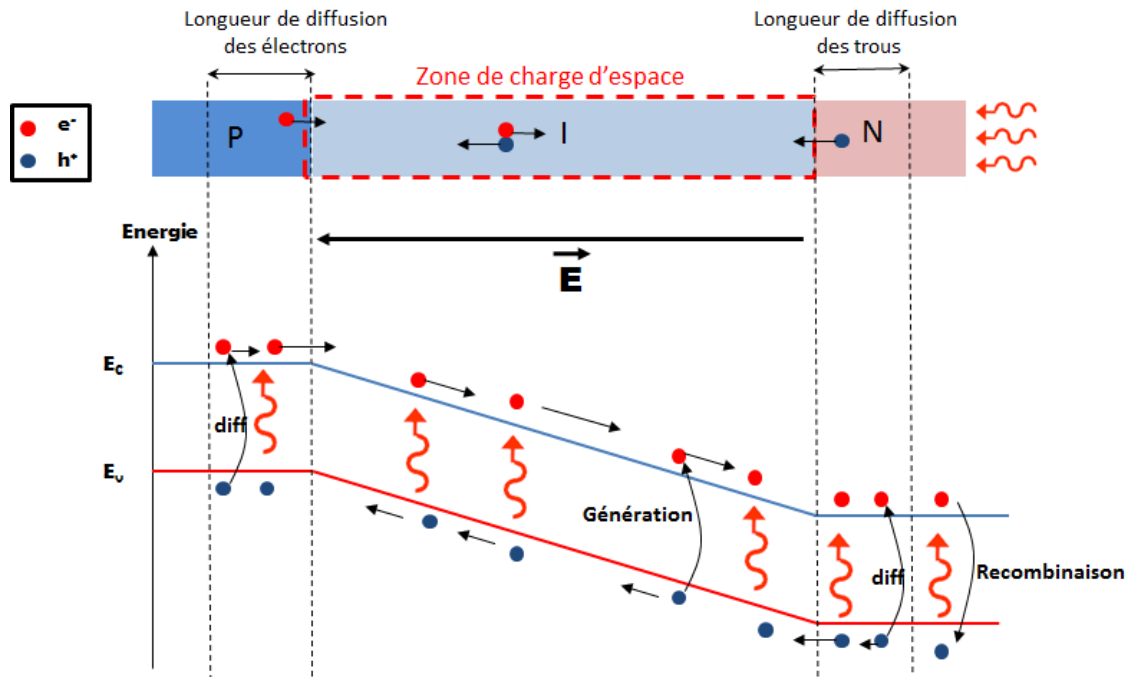


FIGURE 1.18 – Présentation schématique d'une jonction PIN théorique et du diagramme de bande associé avec différents mécanismes intervenant lors de la collection

2011] et CBIRD [Ting *et al.*, 2009]. Toutes ces structures sont des structures à barrières de potentiel.

L'objectif principal de la structure à barrière est de s'affranchir d'un inconvénient majeur de la jonction PN : elle permet de supprimer le courant de Génération-Recombinaison (G-R) [Klipstein *et al.*, 2010b], l'un des contributeurs du courant d'obscurité, lié à la largeur du gap et aux défauts cristallins du matériau. L'idée de la structure à barrière est de confiner la ZCE (donc le champ électrique de la jonction) dans un matériau à plus grand gap, la barrière, pour diminuer la contribution du courant G-R dans le courant d'obscurité. De ce fait, le courant d'obscurité est limité par le régime de diffusion. La barrière doit bloquer le transport des porteurs majoritaires et ne doit pas altérer celui des minoritaires. C'est pourquoi il faut qu'un des deux offsets de bandes (respectivement conduction ou valence, si les porteurs majoritaires sont respectivement des électrons ou des trous) soit élevé et que l'autre (respectivement valence ou conduction, si les porteurs minoritaires sont respectivement des trous ou des électrons) soit faible. La Figure 1.19 montre un exemple de diagramme de bande pour une structure nBn à superréseau InAs/GaSb.

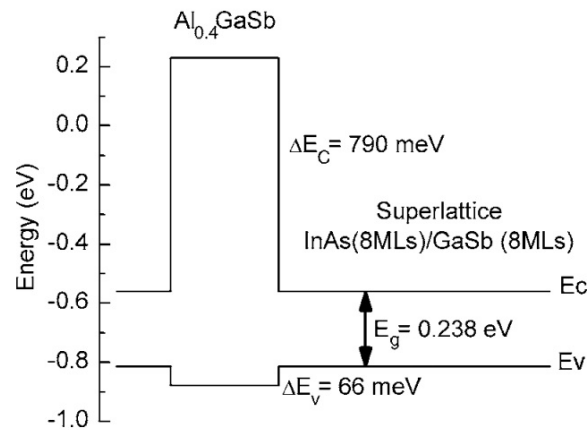


FIGURE 1.19 – Diagramme de bande d'une structure nBn à superréseau InAs/GaSb [Rodriguez *et al.*, 2007]

De manière plus marginale, la structure à barrière présente un autre avantage : celui de diminuer le courant tunnel dans le détecteur à superréseau InAs/GaSb [Nguyen *et al.*, 2007a, Razeghi *et al.*, 2011]. Cela est dû au fait qu'insérer de la matière augmente la masse effective. Une barrière, astucieusement placée, peut augmenter la masse effective des porteurs majoritaires et diminuer l'effet tunnel.

En éliminant la présence de champ électrique dans la zone d'absorption, donc en supprimant le courant G-R directement proportionnel aux défauts cristallins dans le SR, les structures à barrières présentent de meilleures performances en courant. Elles sont donc très utilisées dans la gamme LWIR, du fait du petit gap visé, et de façon plus marginale dans le MWIR.

Cependant, les structures à barrières masquent certaines propriétés intrinsèques du matériau SR. Le design à barrière n'empêche pas la présence de défauts cristallins qui pénalisent la durée de vie et la longueur de diffusion des porteurs, donc le courant de diffusion qui prédomine à haute température dans le MWIR.

La structure détectrice de test pour juger des potentialités de la filière à SR est donc une structure en configuration pin.

### 1.3 INTÉRÊTS DU DÉTECTEUR À SUPERRÉSEAU INAS/GASB

Les caractéristiques physiques du détecteur à superréseau InAs/GaSb lui confèrent de sérieux avantages par rapport à ses principaux concurrents. Ces avantages physiques impactent directement les applications auxquelles peut répondre ce détecteur.

#### 1.3.1 Au niveau matériau

Le superréseau InAs/GaSb présente certaines spécificités qui font que ce détecteur est particulièrement étudié. On peut citer :

- la configuration de l'hétérostructure InAs/GaSb de type-II désaligné, qui permet d'envisager de détecter des longueurs d'onde jusqu'à  $32\mu\text{m}$
- la gestion de la structure de bande de ce matériau périodique, qui permet d'envisager un faible taux de recombinaison Auger qui devrait permettre à ce détecteur de travailler à de plus hautes températures de fonctionnement que ses principaux concurrents.
- la possibilité d'avoir des masses effectives relativement élevées (par rapport à HgCdTe et InSb), qui devrait permettre (à gap équivalent) de limiter les courants tunnels et ainsi augmenter la température de fonctionnement.
- le contrôle de la croissance epitaxiale de ce matériau à base de semi-conducteurs III-V, qui devrait permettre une bonne uniformité dans la réalisation de grands plans focaux.

### 1.3.1.1 Gap accordable

Comme le montre la [Figure 1.10](#), l'énergie de gap du superréseau, donc la longueur d'onde de coupure du détecteur ( $E_{\text{gap}} = hc/\lambda_c$ ) ne dépend que de la largeur des puits et des barrières qui le composent, c'est-à-dire de la période  $P$  du superréseau.

Ainsi, il est possible avec le superréseau InAs/GaSb d'adresser des longueurs d'ondes de coupure jusqu'à  $32\mu\text{m}$ . Cette valeur de  $32\mu\text{m}$  est la longueur d'onde de coupure maximale démontrée expérimentalement à ce jour [[Wei et al., 2002b](#)]. Pour des longueurs d'ondes de coupures inférieures à  $\lambda_c = 3\mu\text{m}$ , le superréseau se rapproche du comportement quaternaire  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ . La faisabilité de diodes avec des  $\lambda_c \leq 3\mu\text{m}$  a été démontrée en 2012 [[Hoang et al., 2012](#)].

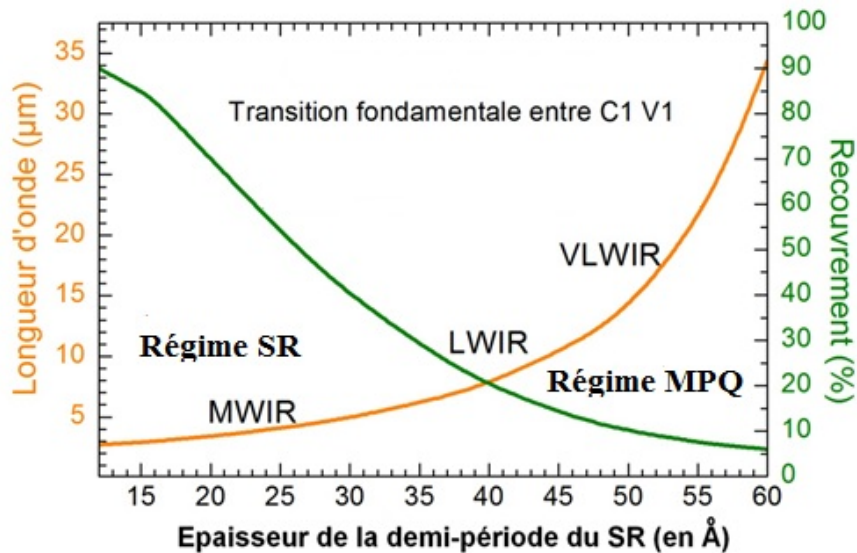


FIGURE 1.20 – Evolution de la longueur d'onde de coupure (en orange) et du recouvrement des fonctions d'onde (en vert) en fonction de l'épaisseur de la demi période pour un superréseau InAs/GaSb symétrique opérant à 80K [[Cervera, 2011](#)]

Le problème des hautes longueurs d'onde de coupure est que pour les atteindre, il faut des puits et des barrières relativement larges. Dans le cas d'un SR symétrique, c'est-à-dire avec autant de GaSb que d'InAs dans chaque période, si



on augmente la largeur des puits et des barrières, on augmente la longueur de la période, on diminue bien l'énergie de gap (donc on augmente la longueur d'onde de coupure) mais en même temps on diminue le recouvrement des fonctions d'onde. C'est ce que montre la [Figure 1.20](#). Cette diminution du recouvrement des fonctions d'onde traduit le fait qu'en augmentant l'épaisseur de la période, on passe d'un régime superréseau à un régime multipuits quantiques (découplés). La diminution du recouvrement pénalise très fortement l'absorption, donc le rendement quantique du détecteur.

Pour pallier ce problème de recouvrement, les superréseaux InAs/GaSb qui détectent dans l'infrarouge très lointain (VLWIR pour very long wave infrared) utilisent ce qu'on appelle une structure asymétrique InAs-rich : dans chaque période, il y a plus d'InAs que de GaSb. C'est grâce à cette méthode que l'équipe du Center for Quantum Devices a atteint en 2002 une longueur d'onde de coupure de  $32\mu\text{m}$  [[Wei et al., 2002b](#)].

Le fait de pouvoir adresser le SWIR, le MWIR, le LWIR et le VLWIR avec la même filière de détecteur infrarouge est un vrai avantage au niveau de la production industrielle. En effet, les coûts de maintien de la filière sont réduits car elle couvre toutes les bandes. Le gap accordable offre aussi la possibilité de réaliser des détecteurs bi-spectraux : pour cela, il faut superposer deux zones absorbantes avec des périodes différentes. Les premières caméras bi-spectrales ont été fabriquées dès 2006, très rapidement après la fabrication de la première matrice à superréseau, tout d'abord des caméras MWIR/MWIR [[Rehm et al., 2006a](#)] puis MWIR/LWIR [[Khoshakhlagh et al., 2007](#)]. Enfin, [Gautam et al. \[2011\]](#) ont démontré en 2011 la faisabilité d'un détecteur à SR InAs/GaSb tri-spectral SWIR/MWIR/LWIR.

### 1.3.1.2 Taux de recombinaison Auger faible

Comme expliqué dans la [Section 1.2.4.3](#), la recombinaison Auger peut influencer sur les performances du détecteur. La recombinaison Auger est la principale limitation de la durée de vie des porteurs pour l'InSb [[Chazapis et al., 1995](#)] et pour l'HgCdTe à haute température ( $T_{\text{fonctionnement}} \geq 120\text{K}$ ) [[Kinch et al., 1973](#)]. Dès 1994, [Youngdale et al. \[1994\]](#) ont montré que le détecteur à superréseaux pouvaient atteindre des temps de vie Auger de plus de 2 ordres de grandeur supérieurs à ceux du HgCdTe.

En choisissant astucieusement l'épaisseur des puits et des barrières, la bande de valence spin-orbite peut être choisie pour être non résonante avec l'énergie de gap [[Mohseni et al., 1998](#)]. En fait,  $\Delta_{\text{so}}$  est généralement très supérieure à l'énergie de gap. De plus la contrainte que subit le superréseau modifie le diagramme de bande : elle lève la dégénérescence dans la bande de valence entre les trous lourds et les trous légers. Comme les bandes de trous lourds et de trous légers sont plus éloignées, la recombinaison Auger 7 (CHLH) devient plus difficile, comme le montre la [Figure 1.21](#). Donc dans les superréseaux de type P, l'effet Auger est largement diminué. Dans les superréseaux de type N, la contrainte aplatit la première bande de conduction en énergie dans l'espace des  $k$  selon l'axe de croissance : cela diminue l'effet de l'Auger 1 (CHCC).



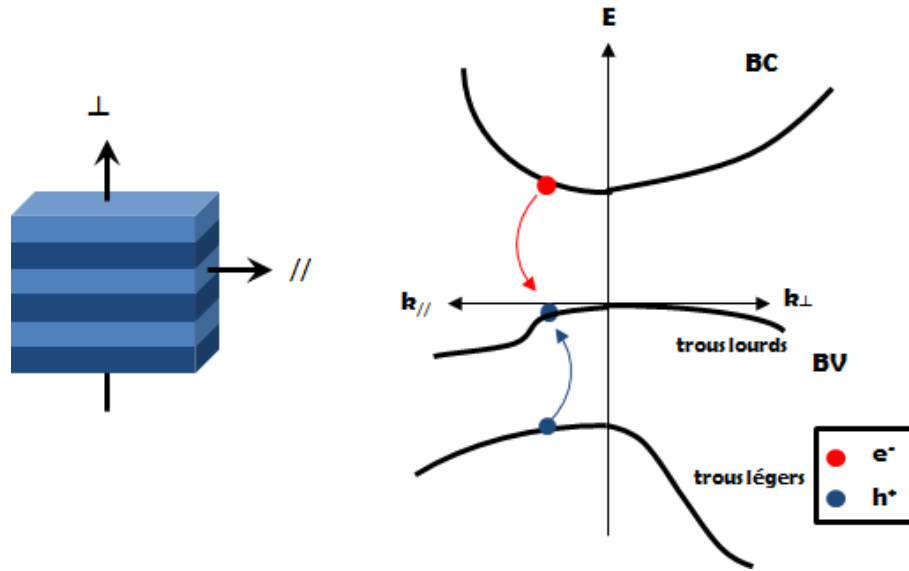


FIGURE 1.21 – Représentation schématique du phénomène de recombinaison Auger 7 dans une structure superréseau à gap direct, selon l'axe de croissance et dans le plan des couches

#### 1.3.1.3 Masse effective élevée

La masse effective  $m^*$  se calcule à partir du diagramme de bande dans l'espace des  $\mathbf{k}$  avec l'équation suivante :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} [\nabla_{\mathbf{k}} \nabla_{\mathbf{k}} E] \quad (1.9)$$

Contrairement aux matériaux bulk, la masse effective des porteurs dans le superréseau ne dépend pas directement de l'énergie de gap. Le superréseau garde une masse effective élevée, quasi constante, même pour des petits gaps. Or pour un matériau bulk, lorsque l'énergie de gap diminue, la masse effective diminue aussi et le courant tunnel augmente ainsi fortement. Par exemple, pour une énergie de gap de 0.1 eV, un superréseau InAs/GaSb présente un ratio  $m_{e-}^*/m_0$  ( $m_{e-}^*$  étant la masse effective des électrons et  $m_0$  la masse de l'électron) proche de 0.02 – 0.03 alors que pour un composant HgCdTe, ce ratio est de l'ordre de 0.009 [Rogalski *et al.*, 2009].

Mais la mobilité étant inversement proportionnelle à la masse effective, elle sera pénalisée si la masse effective est élevée. De même, le courant de diffusion proportionnel à  $n_i^2$ , la concentration intrinsèque de porteurs, et le courant G-R proportionnel à  $n_i$  sont eux aussi pénalisés par une masse effective élevée, car  $n_i$  est proportionnel à  $m^{*3/4}$  des trous et des électrons. Il est donc à noter que la masse effective élevée est un avantage tout relatif qui impose des conditions sur le choix du design de la période du superréseau.

#### 1.3.1.4 Uniformité et stabilité

L'énergie de gap et les propriétés électroniques d'un détecteur à superréseau sont déterminées par le design de sa période (épaisseur de la période et ratio R

qui correspond au nombre de monocouches d'InAs divisé par le nombre de monocouches de GaSb dans chaque période); elles ne dépendent pas d'une fraction molaire  $x$ , comme c'est le cas dans les détecteurs  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Cette fraction peut varier lors de l'épitaxie des structures : c'est ce qu'on appelle la fluctuation d'alliage. Lorsque  $x$  varie, les propriétés électro-optiques du matériau varient, notamment l'énergie de gap et donc la longueur d'onde de coupure. Lors de l'épitaxie des superréseaux, l'uniformité est moins impactée par ces variations. Une excellente uniformité en terme de longueur d'onde de coupure et de courant d'obscurité a été démontrée sur un wafer de 3 pouces [Hood *et al.*, 2010, Nguyen *et al.*, 2011b]. Cela permet donc d'envisager des matrices de très grands formats.

De plus le fait que l'InAs et le GaSb soient des matériaux III-V permet une bonne stabilité [Ariyawansa *et al.*, 2012] du fait que les liens entre les matériaux sont plus forts que pour les matériaux II-VI. Les matériaux V vont capter trois électrons de valence aux matériaux III alors que les VI vont n'en capter que deux aux matériaux II.

### 1.3.2 Au niveau applications

Sur les bases de l'analyse précédente, d'une analyse des performances reportées dans la littérature et de celles mesurées avant cette thèse par l'ONERA, l'avis d'expert de l'ONERA était que le détecteur à superréseau InAs/GaSb pouvait potentiellement répondre à deux familles d'applications non (ou mal) couvertes par les détecteurs existant commercialement. Ces deux familles sont :

- Les applications qui nécessitent des détecteurs MWIR fonctionnant à hautes températures. On les appelle les détecteurs HOT MWIR (pour High Operating Temperature).
- Les applications qui nécessitent de grands plans focaux dans le LWIR/VLWIR.

#### 1.3.2.1 Grands plans focaux LWIR/VLWIR

Aux États-Unis, la Missile Defense Agency (MDA) a fortement financé à la fin des années 2000 la filière superréseau via le projet FastFPA [Tidrow *et al.*, 2009]. En effet, les détecteurs à superréseau, grâce à leur haute longueur de coupure (VLWIR), pourraient bientôt s'imposer pour des applications militaires telles que la défense anti-missile balistique. La détection VLWIR permet en effet de détecter des objets froids sur un fond froid.

Lors du vol d'un missile balistique (Figure 1.22), on peut distinguer trois phases : la première est une phase de propulsion. Lors de la deuxième phase, le missile est séparé de son moteur. A ce moment, le missile est hors atmosphère ou en très haute atmosphère, il y a donc très peu de frottements sur l'air : le missile est donc moins chaud. De plus, le missile a atteint une altitude où la température est très faible.

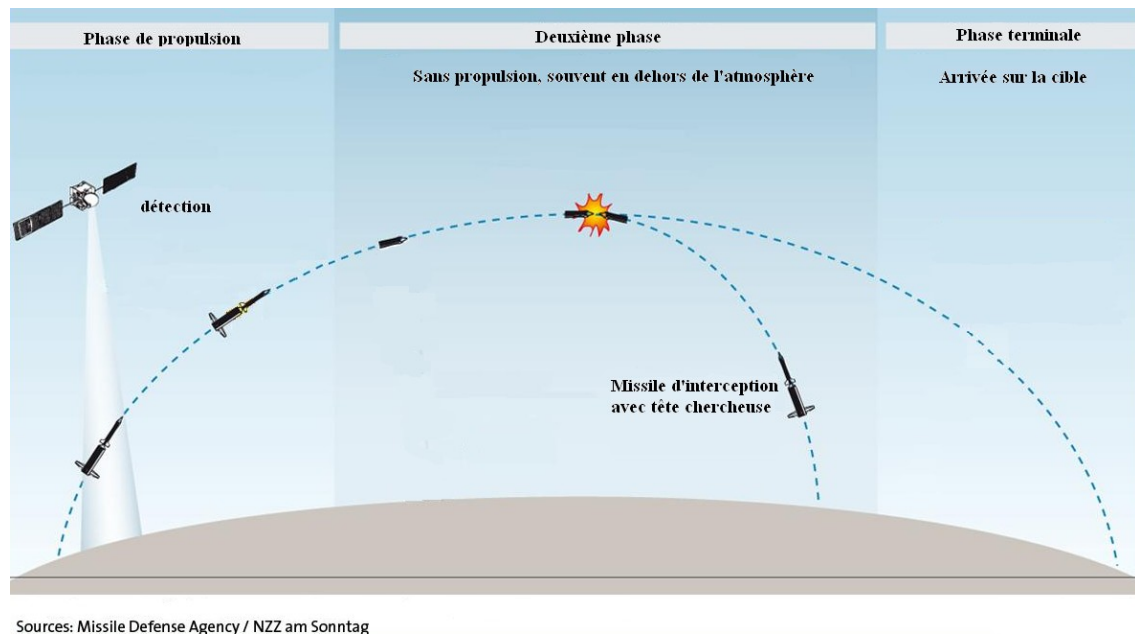


FIGURE 1.22 – Différentes phases de vol d'un missile balistique longue portée

C'est souvent lors de cette phase qu'il faut détruire le missile balistique : la première phase, extrêmement rapide, permet l'identification de la menace ; on essaye d'intercepter le missile le plus tôt possible grâce à un contre missile, mais le temps que le contre missile arrive face à sa cible, il est possible que le missile ennemi ait déjà commencé sa phase balistique. Le missile d'interception est muni d'un auto-directeur. Cet auto-directeur contient un détecteur infrarouge capable de détecter des objets froids, en l'occurrence le missile sans propulsion, dans un environnement froid, hors atmosphère ou très haute atmosphère. La troisième phase est celle de la chute du missile vers la cible. Actuellement, pour des interceptions en dehors de l'atmosphère d'un missile balistique longue portée, on utilise des missiles d'interception avec un autodirecteur équipé d'un radar. Or, comme cela existe déjà sur certains missiles d'interception de missile balistique de plus courte portée, il peut être intéressant d'utiliser dans l'autodirecteur un détecteur infrarouge, qui permet une meilleure résolution angulaire et offre aussi la capacité de différencier le missile des leurres, grâce à une analyse multispectrale. Outre sa capacité à détecter des longueurs d'ondes supérieures à  $\lambda = 14\mu\text{m}$ , le détecteur à superréseau InAs/GaSb est un bon candidat pour cette application grâce à sa capacité à pouvoir adresser plusieurs bandes spectrales ; le fait qu'on puisse réaliser de grands plans focaux très uniformes est aussi très important dans cette application : il ne faut pas rater une cible à cause d'un pixel défectueux.

Les détecteurs à superréseau InAs/GaSb pourraient aussi être utilisés pour des applications civiles, notamment en astronomie. Le but est de remplacer les détecteurs Si :As, qui sont utilisés hors atmosphère. L'objectif est d'avoir des détecteurs VLWIR avec des températures de fonctionnement supérieures à 10K. En réalité, il existe des détecteurs HgCdTe capable de détecter des longueurs d'onde jusqu'à  $24\mu\text{m}$  à des températures de fonctionnement de l'ordre de 20K.

L'objectif est donc de dépasser cette température de fonctionnement, ce qui est théoriquement possible grâce au faible taux de recombinaison Auger du super-réseau InAs/GaSb.

Ces détecteurs peuvent être utilisés aussi dans toutes les applications nécessitant des grands plans focaux LWIR, et, par conséquence, celles qui utilisent des grands plans focaux bi-spectraux MWIR/LWIR. C'est ce type de détecteurs bi-spectraux qui sont utilisés par la société SKINfrared, basée aux États-Unis, pour le dépistage du cancer de la peau. Pour voir si des tissus sont infectés par des mélanomes, on refroidit la peau du patient et on observe le réchauffement de cette zone. Le réchauffement d'un mélanome ne suit pas la même loi que le réchauffement d'un tissu sain. Il faut donc que le détecteur ait un temps de réponse très rapide pour pouvoir observer ces différences de réchauffement, ce qui est le cas du détecteur InAs/GaSb.

### 1.3.2.2 HOT MWIR

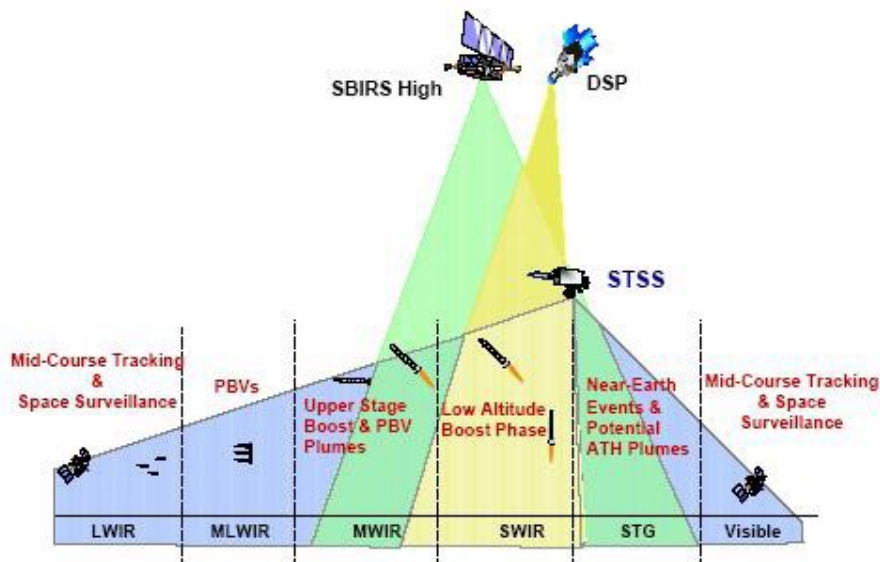


FIGURE 1.23 – Gammes spectrales utilisées dans la défense anti-missile en fonction des différents objets à détecter [Zheng *et al.*, 2008] (PBV : post boost vehicles, STG : see to ground et ATH : above the horizon)

Les détecteurs HOT MWIR sont surtout intéressants dans les systèmes embarqués. On cherche typiquement à avoir des détecteurs ayant la possibilité d'être refroidis par un élément Peltier. Cela permet d'embarquer un système de refroidissement moins encombrant et/ou avec une plus grande autonomie. De plus le temps de mise en froid est donc considérablement réduit. C'est notamment très utile pour des applications militaires. Ces applications nécessitent une bonne uniformité des pixels. La défense anti-missile ne se fait pas que dans le VLWIR, comme le montre la Figure 1.23. Le MWIR est utilisé pour la détection des propulseurs. Le superréseau InAs/GaSb peut être utilisé aussi par exemple en

astronomie et, plus largement, le fait d'obtenir des détecteurs HOT permet de répondre aux exigences SWaP décrites dans la [Section 1.1](#).

#### 1.4 ETAT DE L'ART À L'ÉTÉ 2012

Pour comparer entre-eux différents détecteurs infrarouge, de nombreuses figures de mérite ont été définies. Je présente ici celles qui paraissent les plus pertinentes, et qui seront utilisées dans la suite du manuscrit.

##### 1.4.1 Figures de mérite

La première figure de mérite est le courant d'obscurité  $I_{\text{obs}}$ . C'est le courant débité par la diode lorsqu'elle ne reçoit aucun flux. Ce courant est pénalisant pour les performances du détecteur car il est une source supplémentaire de bruit et parce qu'il limite la dynamique pour le signal utile (il remplit la capacité d'intégration du détecteur). Les différents contributeurs du courant d'obscurité sont détaillés en [Annexe A](#). Comme c'est tout le volume de la diode qui participe au courant d'obscurité, le critère qui va nous intéresser pour comparer les détecteurs est la densité de courant d'obscurité  $J_{\text{obs}}$ , reliée au courant d'obscurité par :

$$J_{\text{obs}} = \frac{I_{\text{obs}}}{A_{\text{det}}} \quad (1.10)$$

avec  $A_{\text{det}}$  l'aire du détecteur.  $J_{\text{obs}}$  est généralement exprimée en  $\text{A}/\text{cm}^2$ . Comme cette valeur dépend de la tension de polarisation appliquée à la photodiode, on utilise parfois le  $R_0A$  défini par :

$$R_0A = \left( \frac{\partial J_{\text{obs}}}{\partial V} \right)^{-1}_{V_{\text{pol}}=0V} \quad (1.11)$$

Le  $J_{\text{obs}}$  doit être minimisé donc le  $R_0A$  doit être maximisé. Il faut faire attention à la manière dont le  $R_0A$  est déterminé : on trouve parfois le  $R_0A$  calculé directement à partir du courant d'obscurité par la formule suivante :

$$R_0A_{\text{diff}} = \frac{k_B T}{q (J_{\text{obs}})_{V_{\text{pol}}=0V}} \quad (1.12)$$

Cette équation n'est valable que lorsque le courant d'obscurité est limité par la diffusion. En effet, elle se retrouve en appliquant directement l'[Équation 1.11](#) sur la formule du courant de diffusion (cf. [Section A.1](#)). Si le courant d'obscurité est limité par la contribution G-R (cf. [Section A.2](#)), le  $R_0A$  devient :

$$R_0A_{\text{GR}} = \frac{2k_B T}{q (J_{\text{obs}})_{V_{\text{pol}}=0V}} \quad (1.13)$$

Un autre critère est le rendement quantique  $\eta$ , aussi appelé efficacité quantique. Il s'agit du pourcentage des photons incidents participant au courant photonique (le signal utile). Le courant photonique, par opposition au courant

d'obscurité, est dû aux photons incidents sur le détecteur (venant de la cible, du fond...). La détermination du rendement est détaillé dans la [Section 2.1.2](#) du [Chapitre 2](#). Cette valeur associe à la fois l'efficacité de l'absorption des photons et l'efficacité de la collection des porteurs photogénérés.

Comme dans tout système électronique, les photodétecteurs génèrent un signal entaché de bruit. Les différents contributeurs du bruit sont répertoriés dans la [Section 2.1.3.1](#). On n'utilise pas directement le rapport signal sur bruit pour comparer les photodiodes mais plutôt ce qu'on appelle la détectivité spécifique  $D^*$  :

$$D^* = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{S_{\text{det}} \cdot \Delta f}}{\sigma_{\text{total}}} \quad (1.14)$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\eta$  le rendement quantique,  $S_{\text{det}}$  la surface ouverte du détecteur,  $\Delta f$  la bande passante de l'amplificateur utilisé et  $\sigma_{\text{total}}$  le bruit total de la photodiode. La détectivité spécifique se mesure en Jones :  $1 \text{ Jones} = 1 \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$ . Le  $D^*$  doit être maximisé. Le  $D^*$  dépend fortement de l'angle solide  $\Omega$  que voit le détecteur à travers son ouverture, car en fonction de  $\Omega$ , le détecteur reçoit plus ou moins de flux, ce qui impacte directement le bruit total. Le  $D^*$  est aussi fortement dépendant des conditions expérimentales dans lesquelles il est mesuré. Par exemple, le bruit mesuré dépend fortement de la température du corps noir utilisée lors de la mesure. Le  $D^*$  est une figure de mérite qui historiquement a été développée pour les mono-éléments (pixels seuls). Elle dépend de la bande passante de l'amplificateur utilisé, ce qui est compliqué à déterminer en configuration matricielle.

Enfin un dernier critère très utilisé est la différence de température équivalente au bruit ou NETD (pour Noise Equivalent Temperature Difference). Elle est généralement exprimée en Kelvin. Cette figure de mérite est en toute rigueur destinée aux caméras (détecteurs accompagnés de l'optique) mais par extension, elle est utilisée pour les détecteurs seuls. Pour la déterminer, une technique consiste par exemple à utiliser deux corps noirs dont un a une température variable. Les deux corps noirs sont placés devant le détecteur sans qu'il y ait d'optique entre. La NETD est la différence de température entre les deux corps noirs générant une différence de signal en sortie de matrice égale au bruit. Une faible NETD est synonyme de bonne performance. Elle dépend fortement des conditions de mesure, notamment de la température du corps noir (celle qui n'est pas variable), du nombre d'ouverture du détecteur, de la cadence image et du temps d'intégration. Tous ces paramètres impactent directement le flux reçu par la matrice.

Ici n'ont été montrées que quelques figures de mérite. Il en existe d'autres, comme par exemple la puissance équivalente au bruit (NEP pour Noise Equivalent Power). Cette multiplicité des figures de mérite se révèle être plus une difficulté qu'autre chose, pour comparer les détecteurs ; en effet, pour chaque dispositif, on n'a pas toujours accès à toutes les figures de mérite. De plus, pour beaucoup de ces figures de mérite, les conditions dans lesquelles sont réalisées la mesure impactent fortement le résultat, par exemple l'ouverture a un fort



impact sur la NETD, ou sur le  $D^*$  comme le montre la Figure 1.24. Or ces conditions (par exemple, de manière non-exhaustive, la température du corps noir pour le  $D^*$ , l'ouverture et le temps d'intégration pour la NETD) ne sont pas toujours renseignées et, lorsqu'elles le sont, varient selon les laboratoires. La plupart de ces figures de mérite dépendent aussi de la structure du détecteur. Elles peuvent dépendre de l'épaisseur du détecteur, car l'absorption y est fortement liée, comme le montre l'Équation 1.2. Elle peuvent aussi dépendre du diagramme de bande utilisé dans la jonction, du fait aussi que la structure utilise une barrière de potentiel, etc.

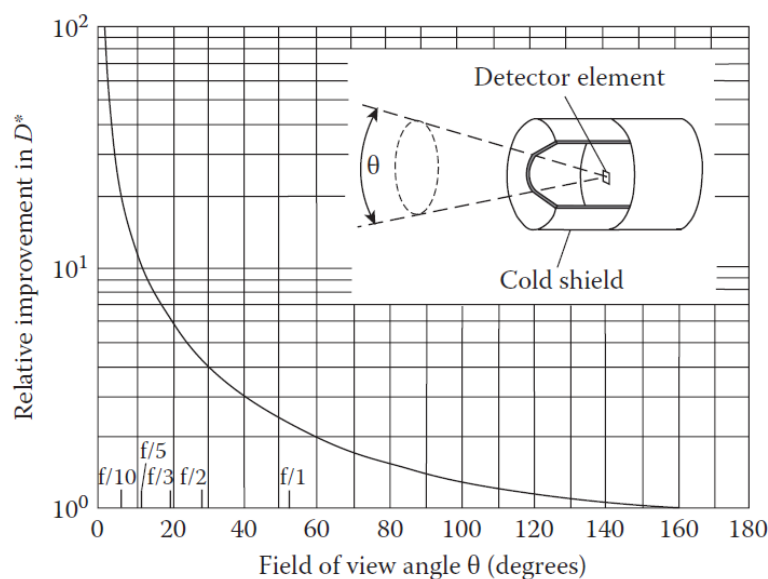


FIGURE 1.24 – Influence de l'ouverture sur le  $D^*$  [Bratt, 1977]

Ces figures de mérite "technologiques" sont les critères qui vont me servir à comparer les détecteurs à SR InAs/GaSb par rapport à leurs principaux concurrents. Mais elles sont à mettre en perspective par rapport aux applications visées. En effet, certains autres critères peuvent s'avérer importants pour certaines applications. On peut citer par exemple le temps de mise en froid, l'uniformité des pixels au sein d'une même matrice, la stabilité des performances électro-optiques dans le temps, le format matriciel (dimensions et pas pixel) disponible. Un (ou plusieurs) de ces critères peut (peuvent) être décisif(s) dans le choix d'une filière de détecteurs plutôt qu'une autre. Par exemple dans une application du type auto-directeur de missile, le temps de mise en froid du détecteur peut être un point bloquant. Pour chaque application, un calcul de performances doit être mené en prenant en compte tout le système optronique, de la cible jusqu'au détecteur. C'est ainsi que lors de la conception d'un tel système, on compare les différentes filières de détecteurs. Le fait que, sur le marché très concurrentiel de la détection infrarouge, différentes filières soient bien établies prouve que ces différentes filières ont toutes des avantages et des inconvénients.

Une difficulté supplémentaire se rajoute justement due aux applications visées par le superréseau. Ces applications sont axées Défense. Il y a donc

parfois relativement peu de données sur les performances des détecteurs, notamment dans la gamme VLWIR. Dans cette fenêtre, c'est d'ailleurs vrai pour la quasi totalité des détecteurs.

Comme signalé précédemment, il existe une difficulté à reconstituer la structure exacte des détecteurs utilisés dans la littérature. Dans la suite seront précisés, quand ils sont connus, l'épaisseur de la zone active (AZT pour active zone thickness), si l'absorption se fait sur un ou plusieurs passages et si la structure est dotée d'un traitement anti-reflet (TAR). En effet, comme vu dans l'Équation 1.2, l'absorption dépend de l'épaisseur de matériau absorbant traversée par les photons. L'épaisseur de la zone active, zone où la plupart du rayonnement est absorbé, est donc un facteur qui impacte le rendement quantique : une trop faible zone d'absorption empêche d'absorber une forte partie du rayonnement. La zone d'absorption peut être virtuellement doublée si la part du rayonnement qui n'a pas été absorbée lors du premier passage est réfléchiée dans la structure. Cette réflexion peut être due par exemple à une couche contact en or comme il y en a sur les composants matriciels. La couche en or sert de contact avec la bille d'indium qui, elle, permet de communiquer avec le circuit de lecture. Généralement, lorsque les mesures sont réalisées sur des photodiodes en configuration mono-élément, on considère qu'il n'y a pas d'absorption multipassage, ce qui est pourtant le cas lorsque le détecteur est en configuration matrice. Enfin, le superréseau InAs/GaSb possède un indice optique assez élevé, environ 3.7 sur la bande  $1.5\mu\text{m} - 5\mu\text{m}$  [Steveller *et al.*, 2014]. Donc, sans TAR, une part importante du rayonnement est réfléchiée à l'interface air/superréseau. Par exemple en MWIR, la réflexion est d'environ 30%, ce qui fait que le rendement quantique sans TAR maximum est d'environ 70%. Il est donc capital de savoir si un tel TAR a été déposé ou pas.

#### 1.4.2 Panorama de différentes filières de détecteurs

Dans ce paragraphe, je vais tenter de synthétiser les performances de différentes manières, pour comparer des filières de détecteurs. Une première approche consiste à dissocier les bandes spectrales. La Figure 1.25 montre les principales filières de détecteurs infrarouge, explicitant la bande spectrale que couvrent ces détecteurs. Cette figure distingue deux types de filières de détecteurs : les filières quantiques et les filières thermiques. Pour les détecteurs thermiques (comme les microbolomètres), l'arrivée d'un flux de photons induit un échauffement du matériau, qui fait varier un paramètre (résistance, pression, ...). En mesurant la variation de ce paramètre, on remonte au signal infrarouge. Pour les détecteurs quantiques (on les appelle aussi photodétecteurs), l'absorption des photons permet des transitions électroniques.

Cette figure permet d'identifier trois concurrents aux SR dans le MWIR : le HgCdTe, l'InSb et l'InAsSb ; dans le LWIR, on peut en distinguer plusieurs : le microbolomètre, le HgCdTe, le QWIP ; dans le VLWIR les trois principaux concurrents sont le Si:Ga, le Si:As et le HgCdTe.

Une autre approche consiste à étudier la température de fonctionnement des



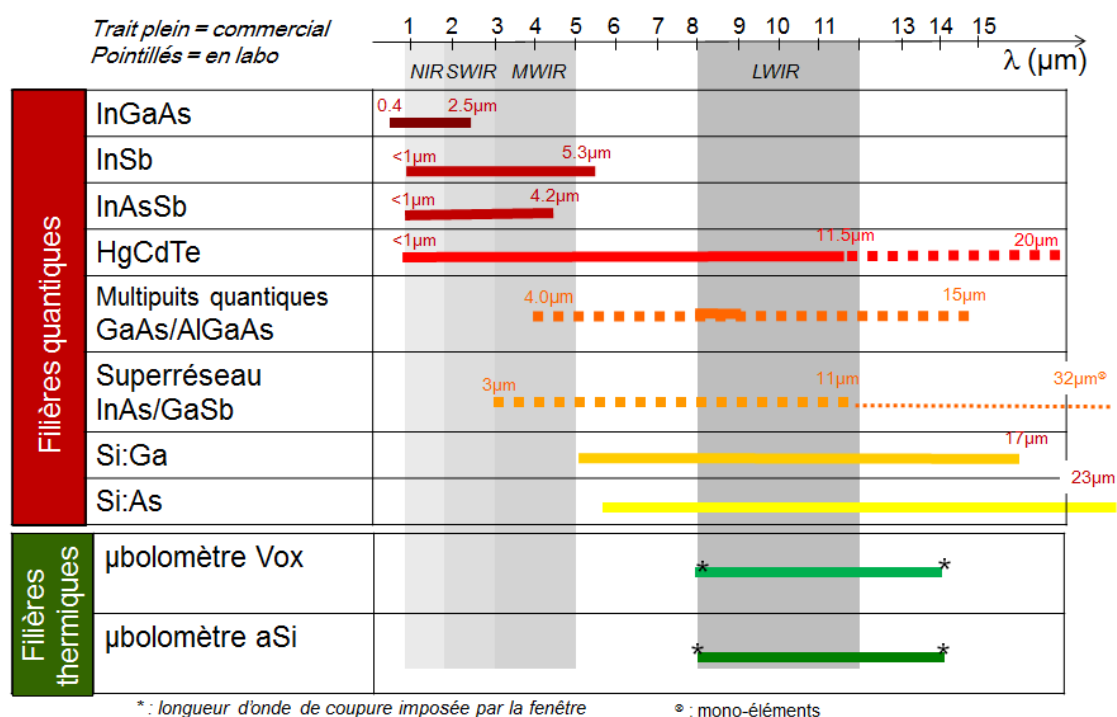


FIGURE 1.25 – Différentes filières de détecteurs infrarouge en fonctions de leur gamme spectrale

détecteurs. La Figure 1.26 montre la température de fonctionnement de ces filières en fonction de leur domaine spectral.

Cette figure permet de voir que l'inconvénient des détecteurs Si:Ga et Si:As BIB

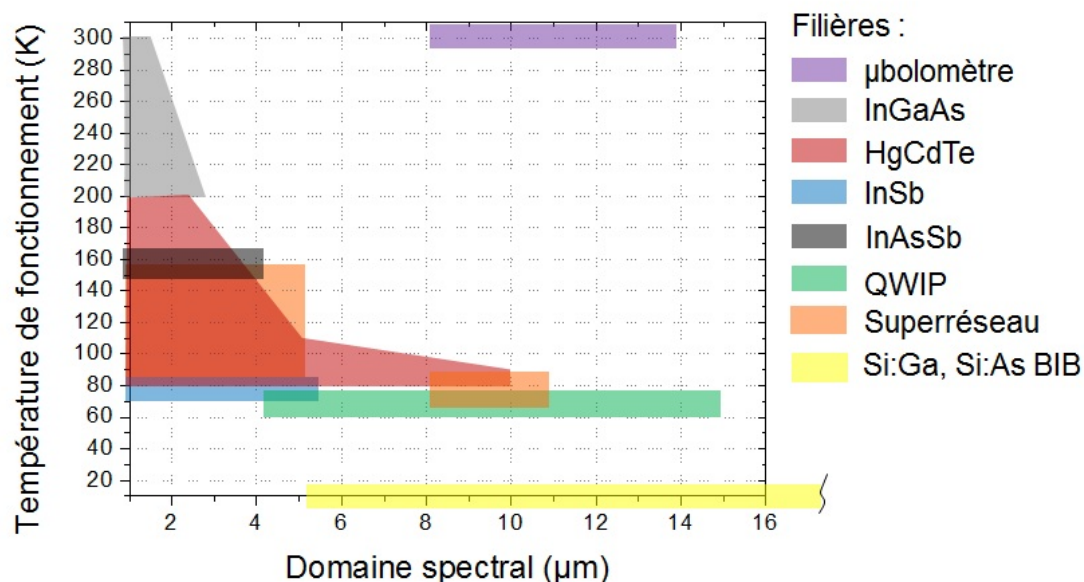


FIGURE 1.26 – Température de fonctionnement des différentes filières de détection infrarouge en fonction du domaine spectral des détecteurs

est leur faible température de fonctionnement. Ces détecteurs atteignent dans le VLWIR des rendements de l'ordre de 50% pour une température de 5K et des longueurs d'onde de coupure allant de  $18\mu\text{m}$  à  $24\mu\text{m}$  [Sclar, 1984]. Dans le LWIR, ils ne sont pas du tout compétitifs par rapport aux détecteurs HgCdTe. Dans le VLWIR, une matrice HgCdTe  $320 \times 256$  (au pas de  $30\mu\text{m}$ ) a été démontrée par le CEA/LETI en 2007, ayant une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c = 18\mu\text{m}$ , fonctionnant à 50K [Gravrand *et al.*, 2007]. Cette matrice a un rendement quantique moyen sur la bande  $4 - 16\mu\text{m}$  de 55% (sans TAR).

Dans le LWIR, sur la Figure 1.26, on constate que les détecteurs microbolomètres fonctionnent à température ambiante. Leur température peut tout de même devoir être régulée. Il faut vérifier s'ils atteignent les mêmes performances électro-optiques que les autres filières de détecteurs. Ce n'est malheureusement pas le cas, comme on peut le voir sur la Figure 1.27. Cette figure présente le  $D^*$  en fonction de la longueur d'onde de coupure pour différentes filières de détecteurs infrarouge. En LWIR, le détecteur thermique même idéal atteint des performances moindres que les photodiodes HgCdTe opérant dans la même gamme de longueurs d'ondes. Par contre les détecteurs microbolomètres ont l'avantage du coût, notamment parce qu'ils ne nécessitent pas de système de refroidissement.

Le Tableau 1.1 présente une comparaison entre les détecteur HgCdTe et QWIP

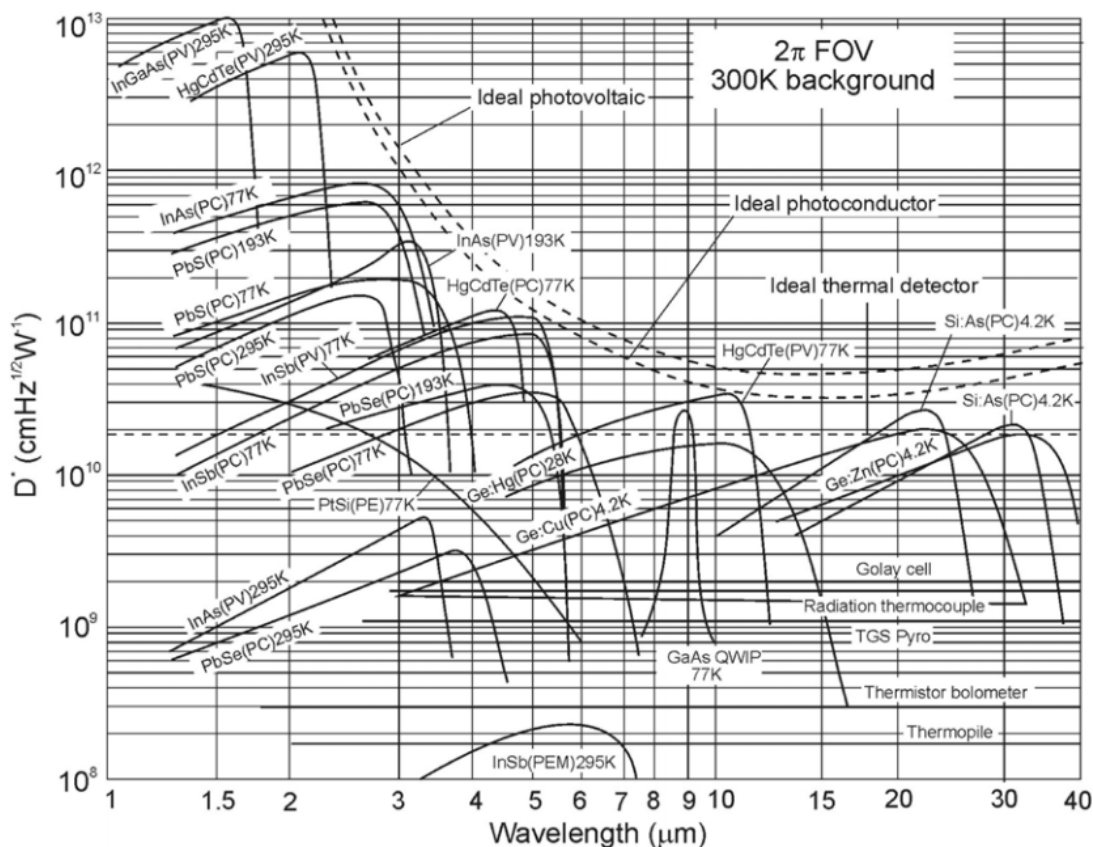


FIGURE 1.27 – Détectivité spécifique pour plusieurs détecteurs infrarouge refroidis ou non, devant un corps noir à 300K pour un FOV de  $2\pi$  sr [Rogalski, 2005]

Paramètre	HgCdTe	QWIP
rendement quantique [%]	$\geq 70$	$\leq 10$
sensibilité spectrale	large bande	bande étroite
$D^*$ [Jones] ( $\lambda_c = 10\mu\text{m}$ , $\text{FOV} = 0^\circ$ )	$2 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{10}$

TABLE 1.1 – Valeurs typiques de rendement et  $D^*$  à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$  pour les détecteurs HgCdTe et QWIP dans le LWIR. D'après [Rogalski, 2011]

dans le LWIR. Il est très en faveur du détecteur HgCdTe : cela est dû au fait que ce détecteur a une plus forte maturité technologique. Il est étudié depuis les années 1960. Sur ce tableau, en LWIR, c'est le HgCdTe qui a le meilleur rendement et le  $D^*$  le plus élevé. Le  $D^*$  du QWIP, d'après le [Tableau 1.1](#), est fortement pénalisé par un très faible rendement quantique. Cela est dû au fait que le QWIP n'absorbe pas le rayonnement incident. Pour que le QWIP absorbe ce rayonnement, un réseau est positionné à l'opposé du côté d'éclairement par rapport à la zone active. L'absorption n'a lieu que sur le "deuxième" passage, c'est-à-dire seulement avec la partie du rayonnement qui a été diffractée. Par contre le QWIP a une meilleure uniformité que le HgCdTe, ce qui n'apparaît pas dans le  $D^*$ .

En ce qui concerne les concurrents du SR InAs/GaSb, en 2012, on en distingue trois principaux : l'InSb, l'InAsSb et le HgCdTe. L'HgCdTe est capable de fonctionner dans le MWIR à des températures de l'ordre de 110K. L'avantage de l'InSb est sa grande uniformité par rapport à l'HgCdTe car c'est un binaire III-V, mais il fonctionne à des températures plus faibles. En 2008 a commencé à émerger une autre filière : l'InAsSb. L'entreprise israélienne SCD (SemiConductor Devices) a montré en 2012 une matrice "Pelican" au format  $640 \times 512$  au pas de  $15\mu\text{m}$  opérant à 150K avec une longueur d'onde de coupure à  $\lambda_c = 4.2\mu\text{m}$ . Cette matrice a une NETD de 20mK pour un temps d'intégration de 22ms [Klipstein *et al.*, 2012]; elle utilise une structure XBn (cf. [Section 1.2.5.2](#)). L'InAsSb semble combiner une haute température de fonctionnement (concurrent potentiel de l'HgCdTe) et une bonne uniformité (concurrent potentiel de l'InSb). Par contre, la bande couverte par l'InAsSb est légèrement plus courte que la bande spectrale couverte par l'InSb. L'InAsSb n'est donc pas utilisable pour les applications nécessitant une détection dans le canal rouge ( $4.2 - 5\mu\text{m}$ ) de la bande MWIR

### 1.4.3 État de l'art du superréseau InAs/GaSb dans le monde

Pour comparer ces détecteurs avec le superréseau InAs/GaSb, je vais procéder par gamme spectrale :

#### 1.4.3.1 dans le VLWIR

On trouve relativement peu de communications sur les performances du superréseau InAs/GaSb dans le VLWIR. On peut citer la publication de Wei *et al.* [2002a] en 2002, qui a montré la faisabilité d'une diode superréseau InAs/GaSb avec une  $\lambda_c = 18.8\mu\text{m}$  pour une température de fonctionnement de 80K. Cette

diode atteint un rendement maximum de 40% (à  $\lambda = 10\mu\text{m}$ ) à 80K (AZT =  $2\mu\text{m}$ , simple passage, sans TAR). On peut également citer de nouveau la publication qui a montré la faisabilité de détecter jusqu'à  $32\mu\text{m}$  [Wei *et al.*, 2002b] : à une température de fonctionnement de 34K, cette diode a un rendement maximal atteint à  $\lambda = 10\mu\text{m}$  qui vaut  $\eta = 35\%$  (AZT =  $2\mu\text{m}$ , simple passage). Enfin, en 2005, Hood *et al.* [2005] ont aussi montré une photodiode opérant dans le VLWIR. Pour une longueur d'onde de coupure de  $\lambda_c = 17.82\mu\text{m}$ , un rendement à  $\lambda = 10\mu\text{m}$  de  $\eta = 30\%$  (AZT =  $2\mu\text{m}$ , simple passage, sans TAR) a été démontré pour une température de fonctionnement de 77K. En terme de photodiode mono-élément, le SR InAs/GaSb fonctionne à des températures supérieures à ses concurrents. A ma connaissance, aucune matrice SR InAs/GaSb n'a été reportée. Cela ne signifie pas forcément que cela n'a pas été réalisé : cette bande spectrale étant dédiée à des applications sensibles, peu d'informations sont fournies.

#### 1.4.3.2 dans le LWIR

Dans le LWIR, en ce qui concerne le superréseau InAs/GaSb, la première performance significative a été établie en 2007 par l'équipe du Center for Quantum Devices (CQD) de Chicago, dirigée par Manijeh Razeghi. Nguyen *et al.* [2007b] ont montré une photodiode en configuration mono-élément (sans TAR, simple passage) qui possède une longueur d'onde de coupure de  $\lambda_c = 12\mu\text{m}$  pour une température de fonctionnement de 77K. La zone active a une épaisseur de AZT =  $6\mu\text{m}$ . De plus cette diode a un  $R_0A = 100\Omega\cdot\text{cm}^2$ , un rendement quantique maximum de  $\eta = 54\%$  à  $\lambda = 8\mu\text{m}$  et  $D^* = 2.2 \cdot 10^{11} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à cette même température de fonctionnement. Cette performance a été obtenue avec une structure à barrière, appelée structure M.

Comme expliqué dans la Section 1.3.2.1, l'objectif du superréseau InAs/GaSb dans le LWIR est d'être utilisé en grands plans focaux. C'est pourquoi le CQD a démontré en 2010 la faisabilité d'une matrice LWIR hautes performances au format  $1024 \times 1024$  pixels au pas de  $18\mu\text{m}$  [Manurkar *et al.*, 2010]. Cette matrice a une longueur d'onde de coupure de  $\lambda_c = 11\mu\text{m}$  pour une température de fonctionnement de 77K. La zone active a une épaisseur de AZT =  $4\mu\text{m}$  et la configuration matrice laisse penser à une absorption multipassage. De plus cette matrice, basée elle aussi sur la structure M, a un  $R_0A = 166\Omega\cdot\text{cm}^2$  et un rendement moyen de  $\eta = 78\%$ . Ce fort rendement laisse supposer que cette matrice possède un TAR mais cela n'est pas précisé. Le  $D^*$  vaut  $6 \cdot 10^{11} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $\lambda = 10\mu\text{m}$ . La NETD vaut 23.6mK pour une température  $T_{\text{fonctionnement}} = 81\text{K}$ , une température de corps noir  $T_{\text{CN}} = 300\text{K}$ , une ouverture N de f/4 et un temps d'intégration  $t_i = 0.13\text{ms}$ . Cette performance est un record pour le SR InAs/GaSb LWIR.

D'autres équipes aux États-Unis ont développé des matrices SR InAs/GaSb, mais les performances sont moindres. On peut citer notamment l'équipe du Jet Propulsion Laboratory (JPL) qui a aussi réalisé une matrice de  $1024 \times 1024$  pixels, au pas de  $19.5\mu\text{m}$  [Gunapala *et al.*, 2011]. Cette matrice, basée sur la structure CBIRD, a une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c = 11.5\mu\text{m}$  à 80K. L'épaisseur de la zone active est de  $5.85\mu\text{m}$ . Le rendement maximum à cette même tempéra-

ture vaut 21% sur la gamme 7 – 12 $\mu\text{m}$  avec une absorption simple passage. La NETD vaut 53mK pour une température  $T_{\text{fonctionnement}} = 80\text{K}$ , une température de corps noir  $T_{\text{CN}} = 300\text{K}$ , une ouverture de  $f/2$  et un temps d'intégration  $t_i = 1\text{ms}$ . De plus, à la conférence SPIE Defense and Security de 2012, QmagiQ proposait à la vente, sur son stand, une caméra LWIR à SR InAs/GaSb au format 1024  $\times$  1024 pixels, au pas de 18 $\mu\text{m}$ . Ses principales caractéristiques sont :  $\lambda_{\text{c}} = 4\mu\text{m}$ ,  $\lambda_{\text{c}} = 9.5\mu\text{m}$  à 77K,  $\eta = 50\%$  et NETD = 30mK pour  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ ,  $T_{\text{CN}} = 300\text{K}$  et  $N = f/4$  [Sundaram *et al.*, 2012]. Cette dernière performance reflète l'état de l'art commercialisable du SR LWIR. Par contre, sur leur site internet, QmagiQ ne propose toujours pas à ce jour de matrice LWIR à SR InAs/GaSb à la vente (certainement à cause des restrictions à l'export).

De manière plus générale, d'autres équipes travaillent sur le SR InAs/GaSb

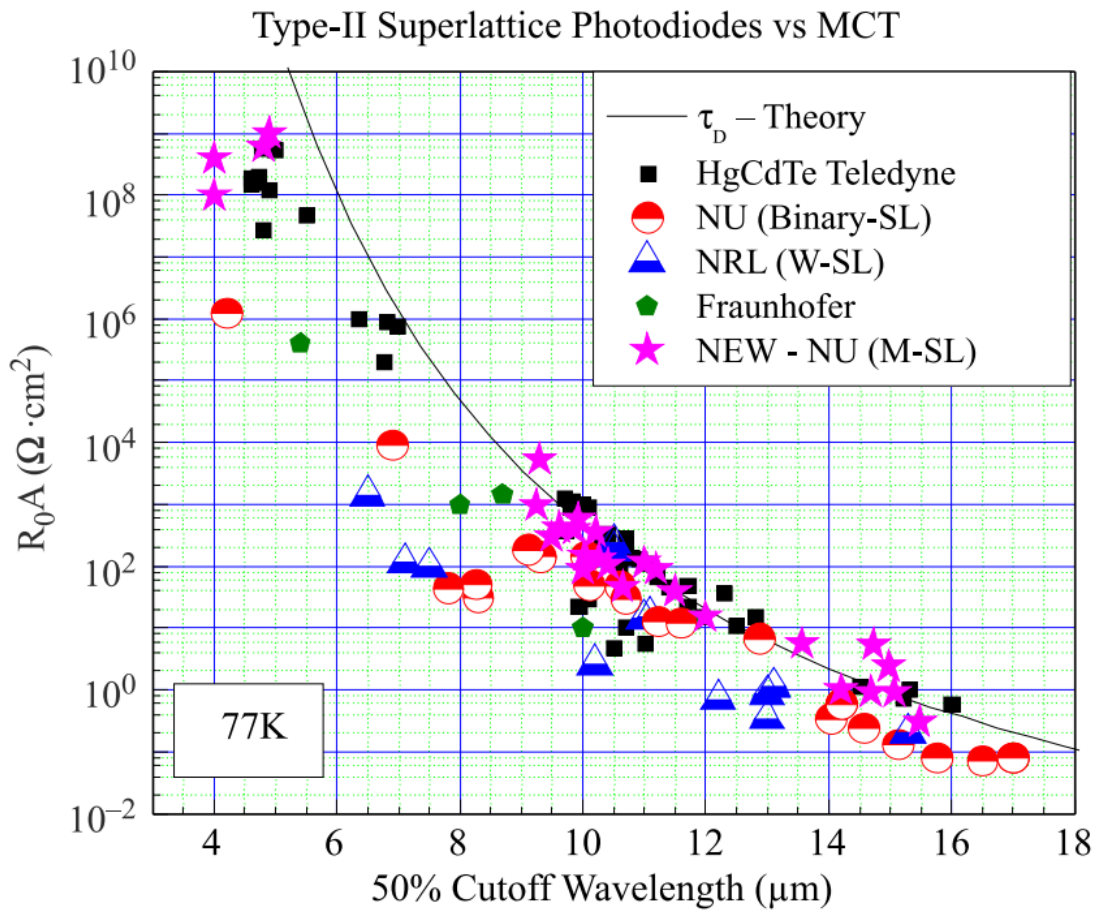


FIGURE 1.28 –  $R_0A$  en fonction de la longueur d'onde de coupure pour différents détecteurs à superréseau, comparés à l'état de l'art du HgCdTe en 2011 [Razeghi *et al.*, 2011]. NU (Northwestern University) désigne l'équipe du CQD et le NRL désigne le Naval Research Laboratory.

LWIR, mais pas forcément en configuration matricielle. La Figure 1.28 montre des valeurs de  $R_0A$  (en fonction de la longueur d'onde de coupure du détecteur à 77K) pour différentes équipes : celle du Fraunhofer en Allemagne, celle du NRL (Naval Research Laboratory aux USA) et celle du CQD, indiquée par NU



(pour Northwestern University, nom de l'université dont dépend cette équipe). On peut aussi citer l'équipe du CHTM (Center for High Technical Materials) de l'Université du Nouveau Mexique [Khoshakhlagh *et al.*, 2010], dirigée par Sanjay Krishna.

La Figure 1.28 montre que, grâce aux structures à barrière, le SR InAs/GaSb atteint les mêmes performances que le HgCdTe en terme de  $R_0A$  en LWIR, c'est-à-dire en terme de courant d'obscurité. Mais en terme de rendement et de NETD, au niveau des performances "commerciales", le SR a encore des performances moindres que le HgCdTe. Le HgCdTe a un rendement moyen de 70% et une NETD de l'ordre de 27mK (pour  $t_i = 0.12\text{ms}$  et  $N = f/3.5$ ) [King *et al.*, 2006, Rogalski *et al.*, 2009]. Toutes les performances des SR InAs/GaSb ont été établies avec des structures à barrière. La structure à barrières permet de diminuer la contribution G-R du courant d'obscurité (cf. Section 1.2.5.2) : c'est cette contribution qui domine pour les températures de fonctionnement typiques du SR. Mais la structure à barrière n'impacte pas la qualité structurale du matériau, c'est-à-dire que cette structure ne va pas influencer, par exemple, sur le rendement et sur les temps de vie des porteurs.

Le QWIP, comme déjà précisé dans la Section 1.4.2, est pénalisé par un faible rendement quantique, bien moindre que ceux atteints par le SR. Il bénéficie néanmoins d'une plus grande maturité technologique que le SR.

### 1.4.3.3 dans le MWIR

Dans cette section seront séparées les performances obtenues avec des structures pin et des structures à barrières.

La première matrice MWIR présentée en 2005 par Walther *et al.* [2005] (Fraunhofer) utilise une structure pin. Cette matrice a un format de  $256 \times 256$  pixels, au pas de  $40\mu\text{m}$ . Sa longueur d'onde de coupure se situe à  $\lambda_c = 5.4\mu\text{m}$  à 77K. Ses principales caractéristiques sont :  $AZT = 1.2\mu\text{m}$ ,  $\eta = 30\%$  en multipassage sans TAR (simple passage mesuré sur mono-élément  $\eta = 17\%$ ),  $R_0A = 4 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $\text{NETD} = 13\text{mK}$  pour  $T_{\text{fonctionnement}} = 73\text{K}$ ,  $t_i = 5\text{ms}$  et  $N = f/2$ . La même année, le CQD, via Wei *et al.* [2005], a montré une photodiode (simple passage, sans TAR) pin fonctionnant à 300K avec les caractéristiques suivantes :  $\lambda_c = 5\mu\text{m}$  à 300K,  $AZT = 2\mu\text{m}$ ,  $\eta = 25\%$  et  $D^* = 1 \cdot 10^9 \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $T_{\text{détecteur}} = 300\text{K}$ . En 2007, Plis *et al.* [2007] ont montré une photodiode pin avec les performances suivantes :  $\lambda_c = 4.1\mu\text{m}$  à 77K,  $AZT = 1.5\mu\text{m}$ ,  $\eta = 18\%$  à 82K,  $R_0A = 1 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $T_{\text{détecteur}} = 82\text{K}$  ( $R_0A = 0.24 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $T_{\text{détecteur}} = 240\text{K}$ ) et  $D^* = 2 \cdot 10^{12} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $T_{\text{détecteur}} = 82\text{K}$  ( $D^* = 2 \cdot 10^9 \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $T_{\text{détecteur}} = 240\text{K}$ ). En 2011, AIM Infrarot-Module, en association avec le Fraunhofer, a proposé une matrice MWIR/MWIR ( $3 - 4\mu\text{m}$  dit canal "bleu" et  $4 - 5\mu\text{m}$  canal "rouge") utilisant une double structure pin [Rutz *et al.*, 2011]. Cette matrice est au format  $384 \times 288$  pixels au pas de  $40\mu\text{m}$ . Il y a deux zones actives pour les deux canaux. La première fait  $4\mu\text{m}$  d'épaisseur et la deuxième  $5\mu\text{m}$ . Le canal "rouge" présente une NETD de 9.9mK et le bleu de 17.9mK à  $T_{\text{détecteur}} = 77\text{K}$  et  $T_{\text{CN}} = 300\text{K}$ . Dans cette même période, l'Institut d'Electronique et des Systèmes de l'université de Montpellier (qui est associé à cette thèse) a aussi utilisé des structures pin dans le MWIR. Leurs performances

seront détaillées dans la [Section 1.4.4.2](#).

Rapidement, dans le MWIR, certaines équipes ont abandonné la structure pin pour utiliser des structures à barrières. Dès 2007, le CHTM propose la structure nBn pour le SR InAs/GaSb [[Rodriguez et al., 2007](#)]. Avec cette structure, pour une longueur d'onde de coupure à 300K de  $\lambda_c = 5.2\mu\text{m}$ , le rendement atteint à 300K est de  $\eta = 18\%$  (simple passage, pas de TAR) et le  $D^*$  est de  $10^9 \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  (pour  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$ ). Ces travaux ont débouché sur la fabrication d'une matrice  $320 \times 256$  pixels, en collaboration avec QmagiQ, en 2008 [[Kim et al., 2008](#)]. Avec une épaisseur de zone active de  $2.2\mu\text{m}$ , la longueur d'onde de coupure atteinte à 77K est de  $4.2\mu\text{m}$ . Pour cette même température de fonctionnement, le rendement maximum atteint (pour  $\lambda = 3.8\mu\text{m}$ ) est de  $\eta = 52\%$  et le  $D^*$  est de  $6 \cdot 10^{11} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$ . La NETD pour  $t_i = 16.3\text{ms}$  vaut 23.8mK.

En 2011, l'équipe du CQD, avec sa structure M, a montré des photodiodes possédant les caractéristiques suivantes [[Razeghi et al., 2011](#)] :  $\lambda_c = 4.2\mu\text{m}$  à 150K,  $AZT = 2\mu\text{m}$ ,  $\eta_{\text{max}} = 60\%$  (atteint à  $\lambda = 2.3\mu\text{m}$ , sans TAR) et  $D^* = 1 \cdot 10^{12} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $T_{\text{détecteur}} = 150\text{K}$ . Des matrices utilisant la même architecture ont été développées (présentées dans la même publication). Elles montrent une NETD mesurées avec  $N = f/2.3$  de 11mK à  $T_{\text{détecteur}} = 120\text{K}$  et  $t_i = 4.02\text{ms}$  et de 150mK à  $T_{\text{détecteur}} = 150\text{K}$  et  $t_i = 10.02\text{ms}$ . On peut enfin citer la matrice réalisée par [[Huang et al., 2012](#)], en 2012, qui avec un filtre froid passe-bande entre  $\lambda = 3.6\mu\text{m}$  et  $3.8\mu\text{m}$ , atteint un rendement sans TAR de 70% à  $T_{\text{détecteur}} = 81\text{K}$  pour une zone active épaisse de  $2\mu\text{m}$ .

La encore, comme le montre la [Figure 1.27](#), l'InSb et le HgCdTe, qui sont des filières plus matures, ont des performances en 2012 supérieures au SR InAs/GaSb. Comme dans le LWIR, la qualité structurale du SR doit être améliorée.

#### 1.4.4 Etat de l'art français du SR InAs/GaSb

##### 1.4.4.1 Acteurs de la filière française

Le travail académique sur le superréseau InAs/GaSb a commencé dès les années 1980. On peut citer les travaux précurseurs du Groupe de Physique des Solides de l'Ecole Normale Supérieure. Depuis 2002, l'Institut d'Electronique et des Systèmes de l'Université de Montpellier travaille sur le sujet [[Rodriguez et al., 2005, 2006](#)]. En 2005, l'ONERA a engagé une collaboration avec l'IES sur les superréseaux.

Depuis 2007, les acteurs français du superréseau InAs/GaSb ont été réunis d'abord dans le cadre d'une REI (Recherche Exploratoire et Innovante) financée par la DGA (Direction Générale de l'Armement) intitulée "Analyse des potentialités de la technologie superréseau pour les détecteurs infrarouges de très hautes performances", puis dans le projet ANR (Agence Nationale de la Recherche) INTREPID et dans le PEA (Plan d'Etude Amont) VITRIL de la DGA. Ces projets regroupent quatre grands acteurs (cf. [Figure 1.29](#)) :

- l'IES : Institut d'Electronique et des Systèmes de l'Université de Montpellier,
- le LPN : Laboratoire Photonique et Nanostructures,
- Le CEA-LETI : Commissariat à l'Energie Atomique, Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information,
- L'ONERA-DOTA : Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques, Département Optique Théorique et Appliquée.

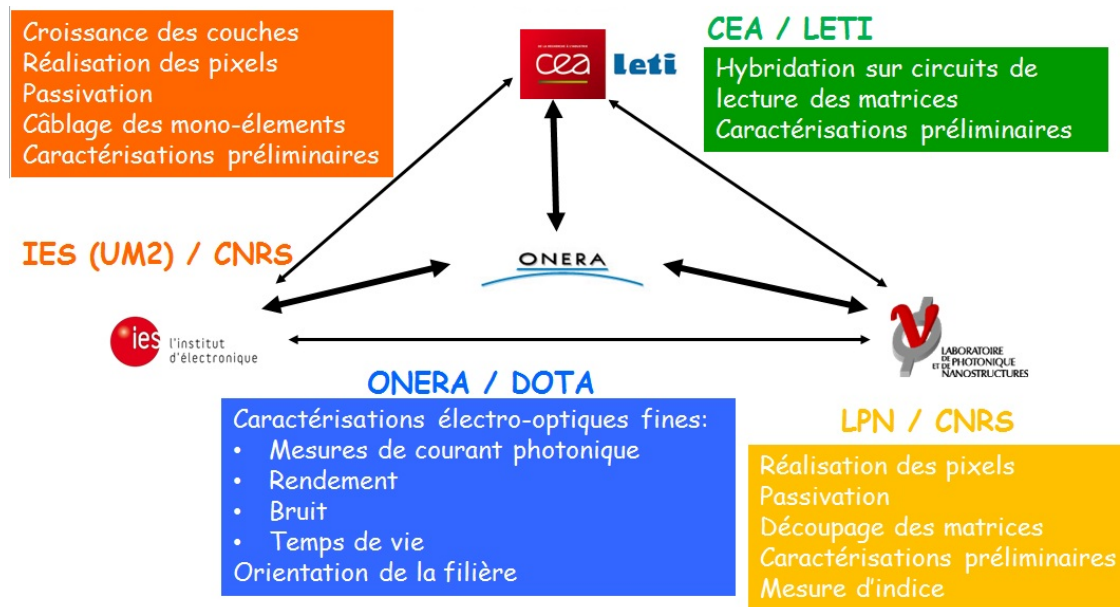


FIGURE 1.29 – Différents acteurs de la filière superréseau InAs/GaSb en France et leurs principaux rôles

Ces projets ont un cadre plus large que l'évaluation de la filière superréseau InAs/GaSb (c'en est quand même le but principal), ils ont notamment pour but de tester l'intégration de résonateurs plasmoniques pour la détection infrarouge. En ce qui concerne le superréseau InAs/GaSb, ces projets avaient (ou ont, c'est selon) pour objectif d'étudier la possibilité de lever certains verrous technologiques, parmi lesquels on peut citer :

- une passivation efficace,
- un rendement quantique élevé,
- un faible bruit,
- un temps vie relativement long,
- une bonne uniformité matricielle.

La croissance des SR se fait exclusivement à l'IES. La suite dépend du type de composant : soit un pixel unique, appelé aussi mono-élément, soit un plan focal ou matrice de détecteurs (ou encore FPA pour Focal Plane Array en anglais).

Dans le cas des mono-éléments, toute la fabrication est effectuée à l'IES. Cette fabrication est détaillée dans la thèse de Rachid Taalat [2013] (thèse 2010-2013). Les mono-éléments présentés dans cette thèse ont été réalisés soit par Rachid Taalat, soit par Marie Delmas (thèse 2012-2015). Après la croissance par épi-



taxie par jets moléculaires, les grandes étapes sont la gravure pour délimiter les pixels, la passivation pour éviter les courants de fuites et l'intégration sur boîtier (c'est-à-dire le câblage des diodes). La gravure des diodes se fait en mesa, et les diamètres de la surface de collection des diodes varient entre 20 $\mu\text{m}$  et 160 $\mu\text{m}$ . L'IES se charge des premières caractérisations électro-optiques, notamment la mesure du courant d'obscurité et la mesure de photoluminescence résolue spectralement. Les échantillons sont ensuite envoyés à l'ONERA pour une analyse électro-optique fine, qui sera détaillée dans le [Chapitre 2](#).

Pour les matrices, le processus est plus compliqué. Après la croissance, les couches sont gravées et passivées par le LPN. Ensuite, elles sont "hybridées" sur circuit de lecture IR-CMOS par le CEA-LETI. Il faut ensuite retirer le substrat car l'éclairement a changé de côté : cette étape est réalisée pour le moment par l'IES. La matrice présentée dans cette thèse a un format TV/4 (320 x 256 pixels) avec des pixels carrés au pas de 30 $\mu\text{m}$ . A chaque étape, des caractérisations sont nécessaires pour s'assurer de la bonne qualité de la matrice finale. L'ONERA se situe en bout de chaîne pour la caractérisation électro-optique finale de la matrice. En fonction des résultats, des retours sont envoyés aux différents acteurs pour l'optimisation de la filière.

Depuis 2012, le consortium s'est élargi pour intégrer Thalès III-V Lab. C'est dans ce cadre que Julien Imbert réalise une thèse (2012-2015) sur la modélisation du transport électronique dans les superréseaux InAs/GaSb.

#### 1.4.4.2 *Avancées à l'Institut d'Electronique et des Systèmes*

Ces dernières années, l'IES s'est surtout concentré sur le MWIR. Cela s'explique par le fait que le SR pourrait s'imposer pour des applications HOT MWIR. De plus le MWIR autorise un gap plus grand que le LWIR, donc n'oblige pas nécessairement à l'utilisation d'une structure à barrière. De plus, les structures à barrières masquent les propriétés intrinsèques (temps de vie des porteurs, longueur de diffusion,...) du matériau superréseau. C'est pourquoi la collection est assurée par une jonction PIN dans les détecteurs de l'IES

De par sa structure, le détecteur à superréseau InAs/GaSb présente une grande flexibilité. En effet, il est possible de jouer sur un grand nombre de paramètres du superréseau pour faire varier ses propriétés. On peut citer par exemple le nombre de monocouches atomiques dans la période du superréseau, le nombre de périodes, le dopage des monocouches, la gestion des interfaces entre l'InAs et le GaSb,... L'IES a fait le choix de jouer sur le ratio R défini par :

$$R = \frac{\text{nombre de monocouches d'InAs}}{\text{nombre de monocouches de GaSb}} \text{ dans la période} \quad (1.15)$$

En effet, Il est possible d'adresser une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c = 5\mu\text{m}$  de plusieurs manières différentes, comme le montre la [Figure 1.30](#). Malgré cette possibilité, la plupart des structures envisagées dans le MWIR à l'étranger ont un ratio R égal à 1. Le choix qui a été fait par l'IES est d'adresser cette longueur d'onde de coupure avec trois ratios :  $R=7/4$ ,  $R=10/10$  et  $R=10/19$ . La structure 7/4 contient dans chaque période plus d'InAs que de GaSb, est sera donc souvent appelée structure "InAs-rich" ; la structure 10/10 contient autant d'InAs que

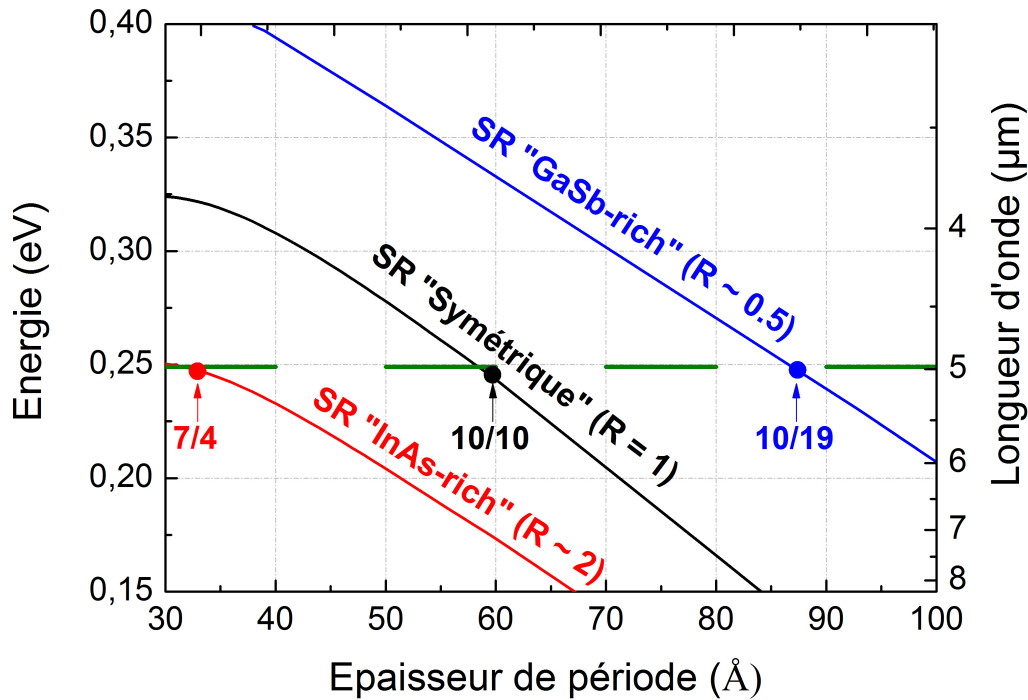


FIGURE 1.30 – Présentation des 3 structures. Energie de gap en fonction de l'épaisseur de la période et pour les rapports R égaux à 0.5 (GaSb-rich), 1 (symétrique) et 2 (InAs-rich) à 77K [Taalat, 2013]

de GaSb, elle sera souvent dénommée "symétrique"; enfin, la structure 10/19 contient plus de GaSb que d'InAs, elle sera souvent qualifiée de "GaSb-rich". En 2010, [Rodriguez et al. \[2010\]](#) ont démontré qu'il est préférable, pour une longueur d'onde de coupure donnée, d'utiliser la configuration avec l'épaisseur de période la plus fine possible, c'est-à-dire, d'après la [Figure 1.30](#), avec un R le plus élevé possible. Pour  $\lambda_c = 5\mu\text{m}$ , la période la plus fine de superréseau est constituée de 7 ML d'InAs et de 4 ML de GaSb, pour une épaisseur totale de période de 33Å. En comparaison, la structure 10/10 a une épaisseur de période de 60Å et la 10/19 de 87Å. Avoir une épaisseur plus fine donne une super-zone de Brillouin (période dans l'espace réciproque) plus large dans la direction  $\mathbf{k}_z$ . En effet, la largeur de la super-zone de Brillouin dans la direction  $\mathbf{k}_z$  vaut  $\pi/P$ , avec P l'épaisseur de la période du superréseau définie sur la [Figure 1.2](#). Ainsi, pour une épaisseur de période plus fine, dans le diagramme Energie en fonction de  $\mathbf{k}_z$ , les bandes de valence et de conduction sont plus aplaties, ce qui se traduit par une masse effective des porteurs plus faible. Or, comme l'indique la [Section 1.3.1.3](#), diminuer la masse effective des porteurs permet de diminuer le courant d'obscurité. Il est à noter que le fait d'avoir une masse effective peu élevée n'est pas pénalisant comme suggéré dans la [Section 1.3.1.3](#), tant qu'on s'intéresse à un domaine spectral MWIR. Dans le MWIR, c'est soit le courant G-R, soit le courant de diffusion, qui domine, c'est n'est pas le tunnel. C'est dans le LWIR qu'il faut une masse effective élevée pour éviter le tunnel dû à la faible énergie de gap. Donc pour une longueur d'onde de coupure donnée, dans le

MWIR, plus l'épaisseur de la période est fine, plus le courant d'obscurité est faible.

Cela a été vérifié expérimentalement par [Taalat et al. \[2013\]](#). Ce résultat est

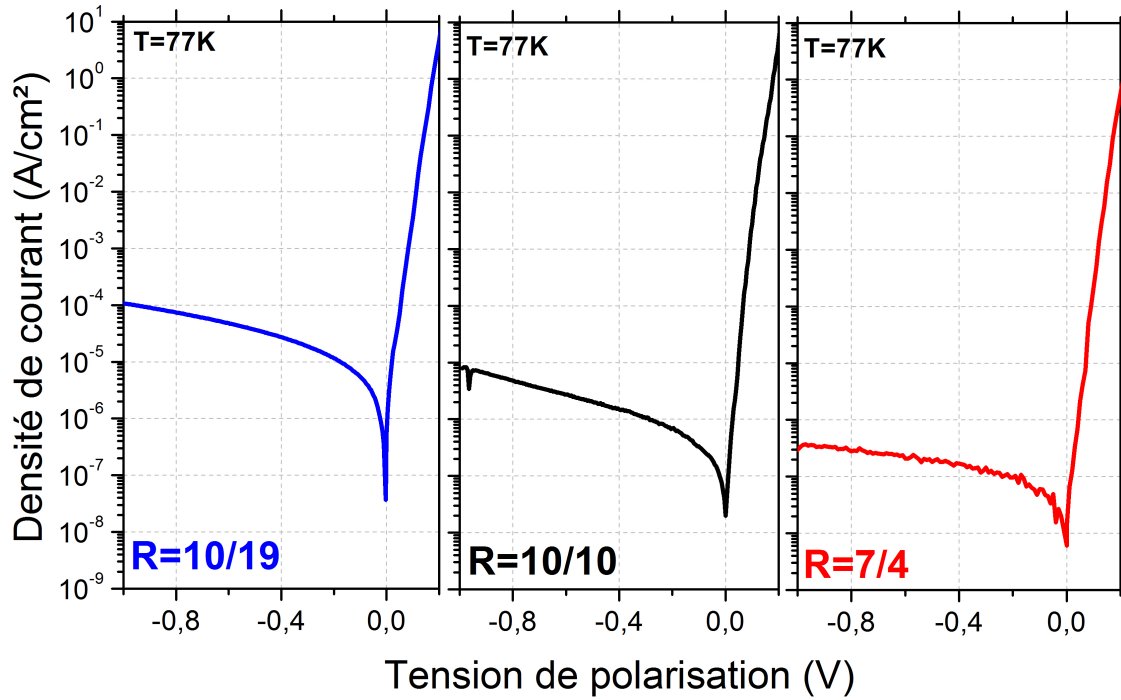


FIGURE 1.31 – Densité de courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation appliquée à la jonction pour les 3 structures : 10/19, 10/10 et 7/4 [[Taalat, 2013](#)]

présenté [Figure 1.31](#). Sur cette figure, les trois échantillons sont des superréseaux en structure PIN avec une épaisseur de zone active égale à  $1\mu\text{m}$ . Les structures 10/19, 10/10 et 7/4 n'ayant pas la même épaisseur de période, le nombre de périodes n'est donc pas le même pour les trois échantillons. Il y a plus de périodes pour le 7/4 que pour le 10/19. Sur cette figure, on peut voir que, pour  $V_{\text{pol}} = -0.4\text{V}$ ,  $J_{\text{obs}} = 3 \cdot 10^{-5}\text{A/cm}^2$  pour la structure 10/19,  $J_{\text{obs}} = 2 \cdot 10^{-6}\text{A/cm}^2$  pour la structure 10/10 et  $J_{\text{obs}} = 2 \cdot 10^{-7}\text{A/cm}^2$  pour la structure 7/4. Il y a donc un gain de deux ordres de grandeur entre la structure 10/19 et la structure 7/4 sur la densité de courant d'obscurité. Pour la structure 7/4, le  $R_0A$  vaut  $7.1 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

De plus, les électrons étant localisés principalement dans l'InAs et les trous principalement dans le GaSb, en diminuant l'épaisseur de période, on favorise le couplage : l'overlap des fonctions enveloppes d'électrons et de trous augmente. En diminuant l'épaisseur de la période, on diminue la distance qui sépare les puits. L'évolution de l'overlap en fonction de la structure est présentée sur la [Figure 1.32](#). C'est le résultat d'un calcul effectué dans la thèse de Rachid [Taalat](#) : l'overlap varie de 17% pour la structure 10/19 à 81% pour la structure 7/4 en passant par 42% pour la structure symétrique 10/10. Le fait de passer à la structure 7/4 double l'overlap par rapport à la structure classique symétrique.

D'après l'Équation 1.3 et l'Équation 1.4, augmenter l'overlap, c'est augmenter le coefficient d'absorption, ce qui impacte directement le rendement quantique. Donc diminuer l'épaisseur de la période, à longueur d'onde de coupure fixée, permet théoriquement d'augmenter le rendement quantique.

Pour démontrer expérimentalement cette augmentation de rendement, l'IES a fait appel à l'expertise de l'ONERA en caractérisation de détecteurs infrarouge. Cette démonstration est un des objectifs de cette thèse.

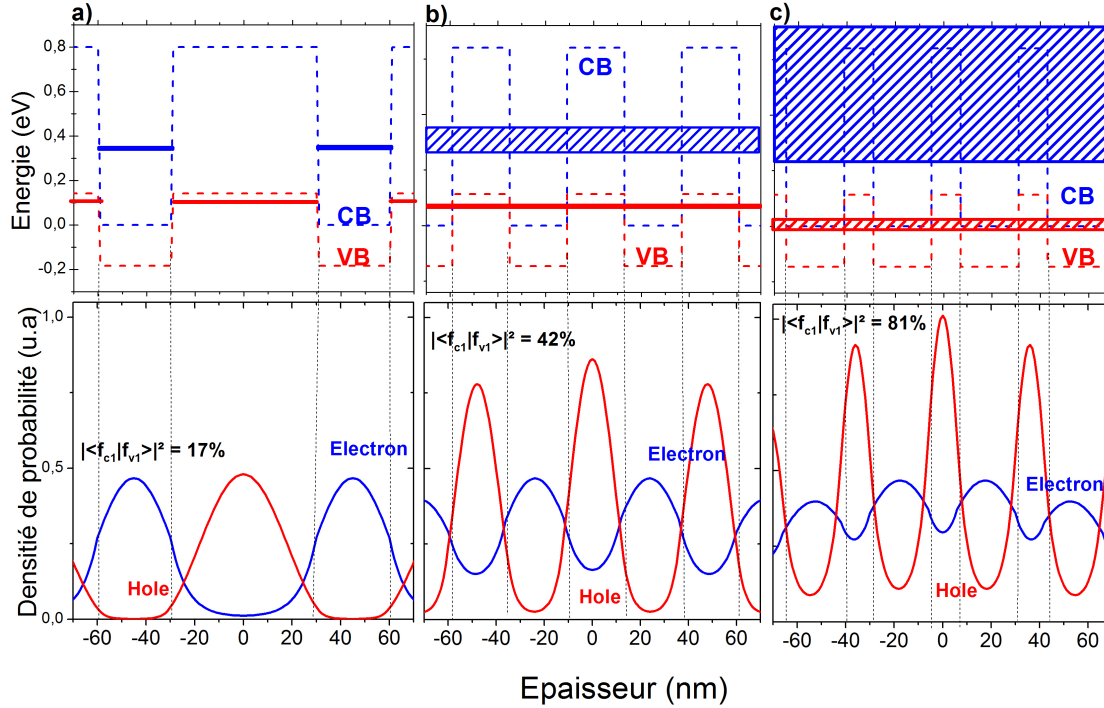


FIGURE 1.32 – Profils de potentiels de bande de conduction et de valence, positionnement des minibandes ou niveaux d'énergies fondamentaux d'électrons (C1) et de trous lourds (V1) (haut) et densités de probabilités des porteurs (bas) des structures à 77K : a) GaSb-rich (10/19), b) symétrique (10/10) et c) InAs-rich (7/4). La valeur du recouvrement des fonctions d'ondes pour les électrons et les trous  $|\langle f_{c1}|f_{v1} \rangle|^2$  est spécifiée [Taalat, 2013]

## 1.5 OBJECTIFS DE LA THÈSE ET CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, j'ai donc expliqué que certaines applications nécessitent le développement de nouveaux détecteurs infrarouge. La filière superréseau InAs/GaSb est une filière émergente qui pourrait répondre à une partie de ces besoins, en particulier le HOT MWIR et les grands plans focaux LWIR et VLWIR. Un superréseau InAs/GaSb est un empilement périodique d'hétérojonctions de type II désaligné, composées d'InAs et de GaSb. Cette filière présente un grand nombre d'avantages potentiels. Le premier est sans nul doute le fait que cette structure possède un gap accordable. Ce gap varie en fonction du design

de la période du superréseau : il dépend de l'épaisseur de la période et du pourcentage d'InAs et de GaSb dans la période. Le deuxième avantage réside dans le fait que le taux de recombinaison Auger est théoriquement faible. De plus, la masse effective des porteurs est élevée, ce qui permet de réduire la contribution tunnel du courant d'obscurité pour les petits gaps. Enfin le fait que ce soit un matériau III-V permet d'envisager une bonne uniformité sur des plans focaux.

C'est pourquoi cette thèse a pour objectif de participer à l'optimisation de la filière SR InAs/GaSb dans le MWIR, à travers une collaboration avec l'IES. Cette thèse a une forte dimension expérimentale car elle vise tout d'abord à évaluer le rendement quantique des différentes structures proposées par l'IES, notamment sa structure InAs-rich 7/4 qui a déjà montré un faible courant d'obscurité (et donc un fort  $R_0A$ ). Plus largement, ma thèse doit permettre de comparer les mérites relatifs des différents types de zone active envisageables. Cette thèse a aussi pour but de développer des bancs de test pour connaître des paramètres clefs dans l'optimisation structurelle du SR InAs/GaSb, notamment la mesure des temps de vie des porteurs minoritaires.

Au-delà de mon travail académique, l'objectif pour l'ONERA, en tant qu'expert technique en détection infrarouge pour la DGA, est d'évaluer le potentiel du superréseau InAs/GaSb pour les applications HOT MWIR. Le but est aussi d'étudier différents points durs liés à la filière SR InAs/GaSb en général. Ma thèse doit permettre à l'ONERA d'avoir un avis plus étayé sur les résultats publiés par les équipes étrangères. Enfin cette thèse est aussi l'occasion pour l'ONERA d'avoir une meilleure visibilité au niveau de la communauté internationale, en vue de créer de nouvelles collaborations.

## MOYENS MIS EN ŒUVRE POUR LA CARACTÉRISATION ÉLECTRO-OPTIQUE DE DÉTECTEURS À SUPERRÉSEAU

---

### Sommaire

---

2.1	Caractérisation de mono-éléments . . . . .	50
2.1.1	Intégration et caractérisations préliminaires . . . .	50
2.1.1.1	Montage cryogénique . . . . .	50
2.1.1.2	Mesure du courant d'obscurité . . . . .	52
2.1.2	Mesure de rendement quantique . . . . .	54
2.1.2.1	Mesure du rendement quantique normalisé . . . . .	55
2.1.2.2	Mesure de courant sous illumination . .	57
2.1.2.3	Extraction du rendement quantique . .	62
2.1.3	Mesure de bruit temporel . . . . .	64
2.1.3.1	Rappel sur la physique du bruit dans les pho- todétecteurs . . . . .	65
2.1.3.2	Présentation du banc de test . . . . .	68
2.1.3.3	Exploitation de la mesure de bruit . . .	70
2.1.4	Mesure de réponse angulaire . . . . .	71
2.2	Caractérisation de matrices . . . . .	72
2.2.1	Spécificités liées à la caractérisation d'un composant matriciel . . . . .	73
2.2.2	Mesure de Fonction de Transfert de Modulation .	77
2.2.3	Mesure du rendement quantique d'une matrice .	78
2.2.4	Mesure de bruit dans les matrices . . . . .	79
2.3	Caractérisation d'échantillons dédiés : mesure de temps de vie . . . . .	81
2.3.1	Choix de la méthode . . . . .	81
2.3.2	Présentation du banc de test . . . . .	83
2.3.3	Mesure de temps de vie . . . . .	85
2.4	Conclusion du chapitre . . . . .	86

---

Ce chapitre détaille les moyens mis en œuvre pour caractériser électro-optiquement les détecteurs à superréseau InAs/GaSb. Je décrirai d'abord la méthode utilisée sur des composants mono-éléments, notamment pour la mesure de rendement quantique et celle de bruit. Puis je mettrai en évidence les différences au niveau caractérisation expérimentale qu'engendre une configuration matricielle par rapport aux mono-éléments. Enfin j'expliquerai comment j'ai effectué une mesure des temps de vie des porteurs minoritaires, grâce à des échantillons dédiés. Dans ce chapitre, certains résultats concernant le détecteur à SR InAs/GaSb seront présentés pour illustrer la mise en œuvre des différents

bancs mais ils ne seront véritablement commentés et analysés que dans le chapitre suivant.

## 2.1 CARACTÉRISATION DE MONO-ÉLÉMENTS

La réalisation de matrices à superréseaux InAs/GaSb nécessite de nombreuses étapes technologiques difficiles à maîtriser : la croissance de la zone active, la gravure, la passivation, l'hybridation, le retrait de substrat,... C'est pourquoi, avant de passer au format matriciel, on s'intéresse d'abord à des photodiodes en configuration pixel unique, parfois qualifiées de photodiodes "test" ou mono-éléments. En effet cette configuration ne nécessite pas d'hybridation sur circuit de lecture, ni de retrait de substrat, pour ne citer que ces étapes.

### 2.1.1 *Intégration et caractérisations préliminaires*

L'agitation thermique peut générer des paires électrons-trous en l'absence de photons incidents (transitions électroniques parasites). Ces paires électrons-trous sont à l'origine du courant d'obscurité, présenté dans le chapitre précédent dans la [Section 1.4.1](#). Un refroidissement des détecteurs à superréseau InAs/GaSb est donc nécessaire pour réduire le courant d'obscurité.

La température de fonctionnement des photodétecteurs infrarouge dépend en partie de la bande spectrale dans laquelle ils opèrent. En effet, plus l'énergie de gap est faible, plus, à une température de fonctionnement donnée, les transitions parasites sont importantes.

Enfin, même si c'est secondaire par rapport à la réduction du courant d'obscurité, le flux de fond instrumental lié à l'écran froid (interface refroidie à la même température que le détecteur) arrivant sur le détecteur doit être inférieur au flux de la scène imagée. Prenons, pour l'exemple, une caméra ouverte à  $f/3$ , ce qui est une ouverture standard en imagerie infrarouge, et fonctionnant en bande MWIR ( $3 - 5\mu\text{m}$ ). La [Figure 2.1](#) montre, pour cette caméra, le rapport entre le flux reçu de la scène (ici un corps noir) à 300K et le flux reçu du fond instrumental (à la température de fonctionnement du détecteur sur les  $2\pi$  sr du demi-espace) en fonction de la température de fonctionnement du détecteur. On y observe que pour des températures de fonctionnement supérieures à 220K, ce rapport est inférieur à 1. C'est à dire que pour ces températures, la contribution de l'écran froid est plus importante que celle de la scène. Dans la bande  $3 - 5\mu\text{m}$ , les températures de fonctionnement autour de 200K peuvent être qualifiées de hautes températures de fonctionnement, si on prend comme critère de sélection le fait que le flux dû à la scène doit être plus important que celui du fond instrumental.

#### 2.1.1.1 *Montage cryogénique*

Le détecteur à superréseau InAs/GaSb nécessite donc d'être refroidi. Pour cela, il existe plusieurs moyens. On peut citer les machines à froid, généralement utilisées pour les caméras commerciales, basées sur un cycle de Stirling.



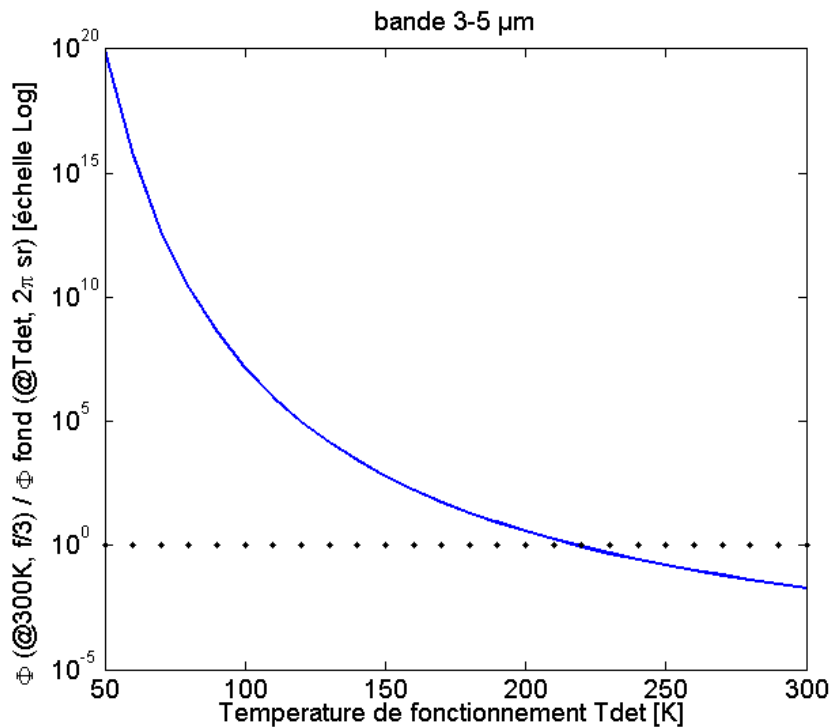
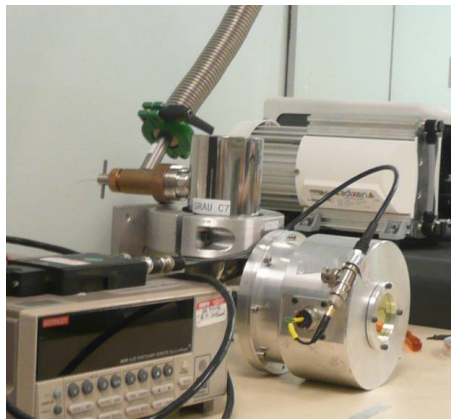


FIGURE 2.1 – Rapport entre le flux reçu par un détecteur sur la bande 3 – 5  $\mu\text{m}$  ouvert à  $f/3$  provenant d'un corps noir à 300K et le flux reçu du fond à la température du détecteur, en fonction de la température de fonctionnement du détecteur

Il est aussi possible d'utiliser des modules Peltier, très compacts, et des refroidisseurs à détente Joule-Thomson, qui permettent une mise en froid très rapide. Enfin la solution retenue en laboratoire est le cryostat à bain ou à circulation. Le cryostat est une enceinte à vide qui permet un refroidissement grâce à un liquide cryogénique. Le cryostat de laboratoire présente l'avantage de permettre l'intégration d'une grande variété de boîtiers (TO-8, PLCC,...) accueillant des détecteurs. Plus souple d'emploi, le cryostat de laboratoire permet aussi l'intégration d'écrans froids ou de filtres froids permettant d'effectuer des mesures radiométriques. Les deux liquides cryogéniques que j'ai utilisés sont l'azote liquide (point d'ébullition à pression ambiante 77,36 K) et l'hélium liquide (point d'ébullition à pression ambiante 4,2 K). Dans cette thèse, deux types de cryostats différents ont été utilisés, chacun pouvant fonctionner avec les deux fluides énoncés précédemment. Le premier type est un cryostat GrAu (pour GRande AUtonomie). C'est un cryostat à bain, pour lequel le détecteur est forcément porté à la température du fluide cryogénique utilisé. La Figure 2.2a montre un exemple de cryostat GrAu. La Figure 2.2b présente l'autre type de cryostat : c'est un cryostat à circulation, commercialisé par la société JANIS. Ce cryostat, grâce à la circulation du fluide cryogénique et une résistance chauffante sur le doigt froid, permet de travailler à des températures supérieures à la température d'évaporation du fluide. On peut ainsi adresser des températures de fonctionnement comprises entre 77K et 300K avec de l'azote liquide (ou entre 4K et 300K avec de l'hélium liquide), contrairement au cryostat GrAu qui ne fonctionne qu'à 77K avec de l'azote liquide. Par contre, ce cryostat a un encombrement plus impor-





(a) Cryostat GrAu



(b) Cryostat Janis ST100 [Janis, 2015]

FIGURE 2.2 – Différents types de cryostats utilisés durant cette thèse

tant : il exige l'utilisation d'une canne de transfert et d'une bouteille de fluide cryogénique (entre 50 et 100L).

Toutes les mesures présentées dans cette thèse à 77K ont été effectuée dans un cryostat GrAu. Toutes les mesures à d'autres températures de fonctionnement ont été réalisées à l'aide d'un cryostat à circulation.

Le détecteur doit être fixé sur le doigt froid du cryostat. Le doigt froid (parfois aussi appelé table froide) est la partie du cryostat qui a un côté qui donne dans l'enceinte à vide et l'autre coté qui est en contact avec le fluide cryogénique. Généralement le doigt froid est en cuivre. Les détecteurs SR InAs/GaSb de l'IES sont conditionnés sur des boîtiers TO-8, il a donc fallu adapter un système d'accroche au doigt froid, comme le montre la Figure 2.3. Entre la pièce d'accroche et le doigt froid, une feuille d'indium a été disposée pour assurer un meilleur contact thermique. Cette feuille sert à compenser les aspérités des deux pièces en cuivre. La feuille d'indium permet aussi une bonne thermalisation des fils électriques qui servent à récupérer le signal électrique en dehors du cryostat.

#### 2.1.1.2 Mesure du courant d'obscurité

Pour vérifier que l'intégration du détecteur a été correctement réalisée, on effectue une mesure de courant d'obscurité en rajoutant au-dessus du détecteur un capot en cuivre, visible sur la Figure 2.4. Ce capot sera lui aussi refroidi à la température du fluide cryogénique. On présente donc au détecteur un fond

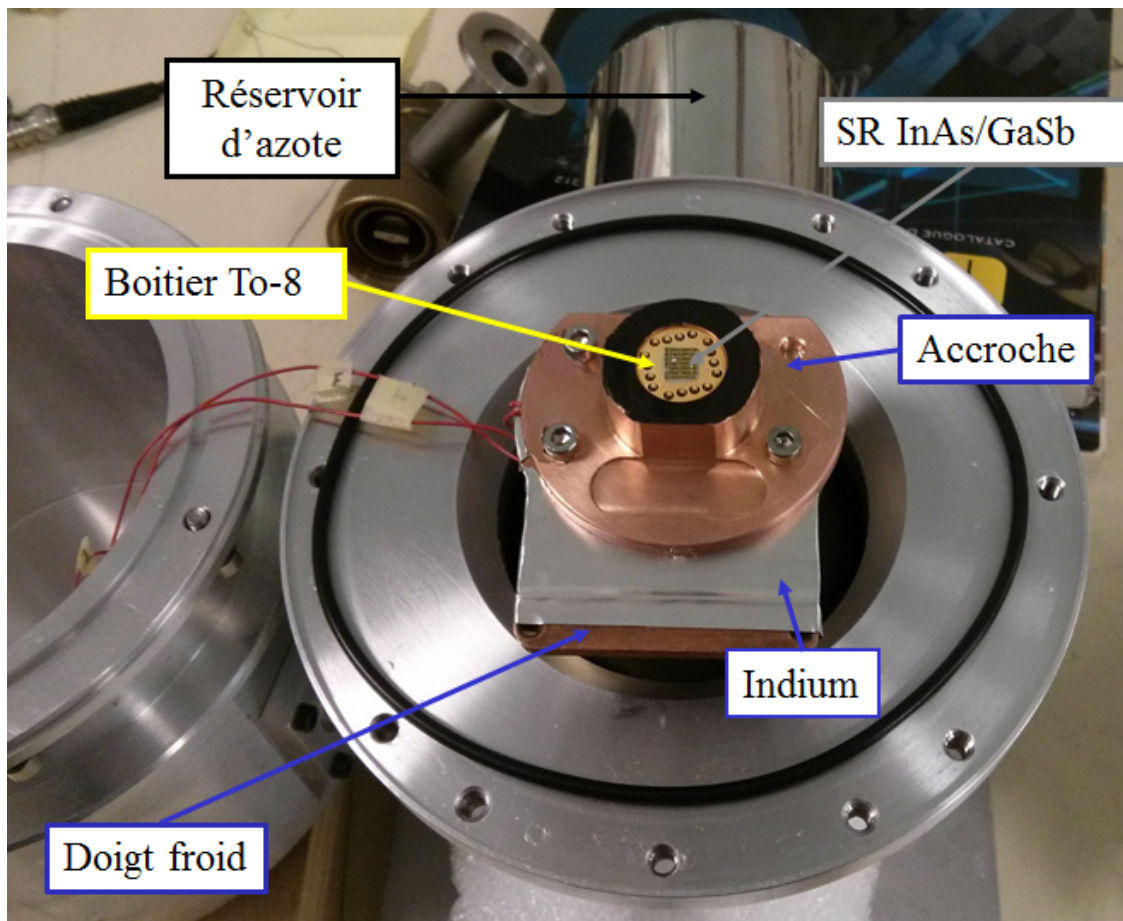


FIGURE 2.3 – Accroche en cuivre pour fixer des boîtier TO-8 dans un cryostat GrAu

froid générant un courant photonique négligeable. Cette mesure permet notamment de vérifier si le détecteur est bien en contact avec le doigt froid. En effet le courant d'obscurité dépend fortement de la température de fonctionnement. On compare donc la mesure de courant d'obscurité effectuée dans le cryostat avec une mesure effectuée à l'IES avant envoi du composant.

La mesure de courant d'obscurité permet aussi de vérifier que les détecteurs n'ont pas été endommagés pendant leur transfert de Montpellier vers Palaiseau. Cette mesure permet aussi de vérifier que le détecteur a bien un comportement de diode (effet redresseur), comme le montre la [Figure 2.5](#). Cette figure met en évidence la cohérence des mesures de courant d'obscurité effectuées à l'IES et à l'ONERA. Cette approche permet également de sélectionner les "meilleures" diodes pour la mesure de rendement et celle de bruit, c'est-à-dire celles qui présentent le plus faible courant d'obscurité tout en évitant les diodes dites "fuiteuses", aussi bien en polarisation inverse, qu'en polarisation directe.

La mesure de courant d'obscurité apporte de nombreuses informations sur la qualité structurale du SR et du composant. Cette étude a été menée préférentiellement par Marie Delmas durant sa thèse à l'IES (2012-2015) et a été en partie publiée en 2014 [[Delmas et al., 2014b](#)].

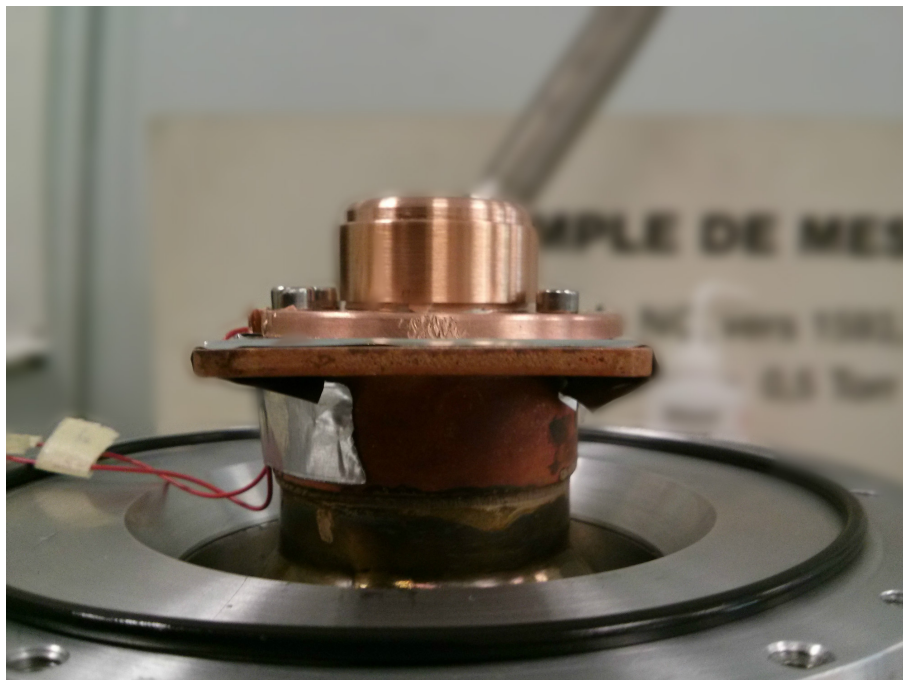
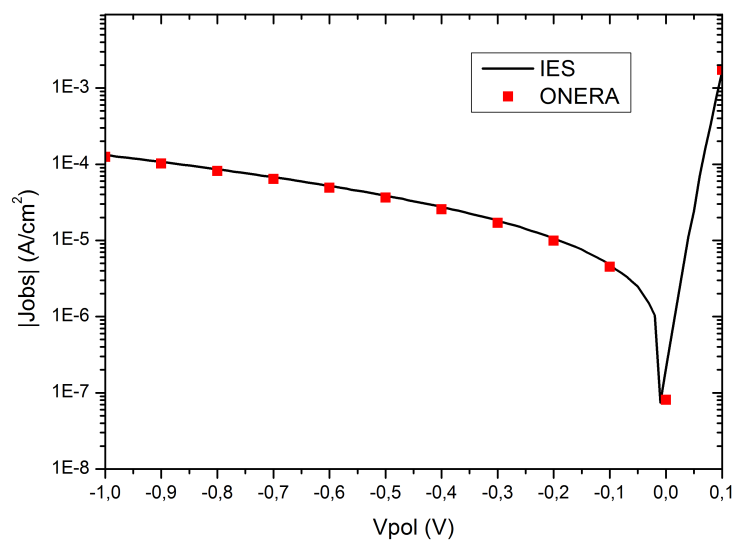


FIGURE 2.4 – Capot en cuivre pour la mesure de courant d’obscurité

FIGURE 2.5 – comparaison de la courbe  $|J_{obs}|(V_{pol})$  (pour une diode, numérotée P1b16, possédant une structure 10/19 avec AZT = 1  $\mu$ m) effectuée à l’IES avec les données acquises à l’ONERA

### 2.1.2 Mesure de rendement quantique

La mesure de rendement se fait en plusieurs étapes : la mesure du rendement normalisé puis la calibration de ce rendement par une mesure sous flux.

Il ne faut pas confondre la responsivité et le rendement quantique. La responsivité (parfois appelée sensibilité), donnée en A/W correspond à la réponse en courant du détecteur à un flux connu. Le rendement quantique (parfois appelé

efficacité quantique), exprimé en %, correspond au rapport entre le nombre de charges électriques collectées par le détecteur et le nombre de photons reçus par le détecteur. Pour rappel, pour qu'il y ait création de signal, il faut d'abord que le photon soit absorbé, et ensuite il faut une collection efficace des photoporceurs électrons et trous. Le rendement est donc une figure de mérite à la fois sur l'absorption et la collection. La responsivité  $\mathfrak{R}$  est liée au rendement quantique  $\eta$  par la relation suivante :

$$\mathfrak{R}(\lambda) = \eta(\lambda) \cdot \frac{\lambda q}{hc} \quad (2.1)$$

où  $q$  est la charge élémentaire,  $h$  la constante de Planck et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

La responsivité est une figure de mérite pertinente pour les détecteurs thermiques car elle s'exprime en  $A \cdot W^{-1}$  et que, physiquement, un détecteur thermique réagit à un flux d'énergie par seconde (donc en Watt). Ce n'est pas le cas des détecteurs quantiques pour lesquels chaque photon absorbé induit une transition électronique : les détecteurs quantiques sont sensibles aux flux de photons (exprimés en photon/ seconde). Le rendement quantique est donc une figure de mérite adaptée aux détecteurs quantiques.

#### 2.1.2.1 Mesure du rendement quantique normalisé

Les mesures présentées dans cette thèse ont été réalisées avec un FTIR (Fourier Transformed InfraRed spectroscopy) VERTEX 70 v, commercialisé par la société BRÜKER. C'est un interféromètre de Michelson à deux miroirs dont l'un est mobile. Différentes sources internes au FTIR permettent d'émettre de manière large bande sur différentes gammes spectrales. Pour chaque source, le spectromètre délivre un faisceau homogène dont le niveau d'éclairement évolue avec la position du miroir mobile dans l'interféromètre, générant ainsi un interférogramme temporel. Par transformée de Fourier, on obtient alors le spectre désiré.

Pour la mesure de transmission d'un matériau, il faut faire deux mesures. On effectue une première mesure où le faisceau passe dans l'échantillon dont on veut connaître la transmission. La deuxième mesure est une mesure de référence où le faisceau suit le même trajet optique mais où l'échantillon a été retiré. Cette mesure sert à s'affranchir du spectre de la source, de celui du détecteur et de tout autre élément potentiellement présent sur le chemin optique.

On peut aussi utiliser le FTIR pour mesurer le spectre d'un détecteur mais cela demande un traitement particulier [Gravrand *et al.*, 2014]. Pour connaître ce que j'appelle la réponse spectrale relative  $R(\lambda) \propto \frac{\eta(\lambda)}{\eta_{\max}}$ , c'est à dire le rendement quantique normalisé, on mesure en fait le signal  $S_{\det}(\lambda)$  débité par le détecteur en réponse à un flux connu  $\Phi(\lambda)$  (en photon/seconde). On a alors la relation :

$$R(\lambda) \propto \frac{S_{\det}(\lambda)}{\Phi(\lambda)} \quad (2.2)$$

Pour connaître  $\Phi(\lambda)$ , on utilise le détecteur interne du FTIR qui est un détecteur pyroélectrique DTGS (Deuterated TriGlycine Sulfate). Le DTGS est un détecteur thermique, donc on peut mesurer sa responsivité  $\mathfrak{R}_{\text{ref}}(\lambda)$  (en A/W), en faisant





Le détecteur dont on veut connaître le rendement normalisé est placé à une des sorties du FTIR. Ces sorties sont signalées par OUT sur la [Figure 2.6](#). Le faisceau sort soit collimaté (OUT 1, 2, 3 et 4) soit focalisé (OUT 5). L'avantage de sortir en faisceau focalisé est de maximiser le flux reçu par le détecteur ; par contre l'alignement du détecteur doit être plus précis qu'avec une sortie collimatée.

Les mesures de rendement calibré présentées dans cette thèse sont effectuées avec deux sources internes au FTIR : une source appelée NIR (Near InfraRed), associée à une séparatrice (BMS sur la [Figure 2.6](#)) en  $\text{CaF}_2$ , qui opère sur une bande entre 1 et  $3\mu\text{m}$  et une source MIR (Mid InfraRed), associée à une séparatrice en KBr, qui opère sur une bande entre 2 et  $20\mu\text{m}$ . Les mesures sont réalisées avec le FTIR sous vide. La résolution des courbes présentées sur mono-éléments est de  $1\text{cm}^{-1}$ . Les signaux  $S_{\text{det}}$  et  $S_{\text{ref}}$  ont été moyennés sur 10 scans du FTIR. La [Figure 2.7](#) montre un exemple de rendement quantique normalisé pour une structure InAs-rich 7/4 avec une épaisseur de zone active de  $1\mu\text{m}$ .

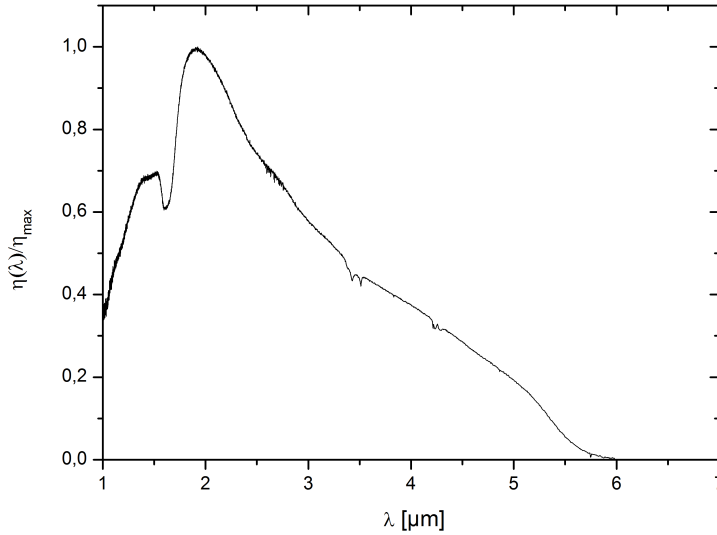


FIGURE 2.7 – Mesure de rendement quantique normé sur une structure InAs-rich 7/4 avec AZT =  $1\mu\text{m}$

### 2.1.2.2 Mesure de courant sous illumination

Pour déterminer le rendement quantique à partir de la mesure précédente, il faut effectuer une mesure de courant lorsque le détecteur est exposé à un flux rigoureusement contrôlé. Pour envoyer un flux parfaitement maîtrisé sur le détecteur, il y a plusieurs possibilités. La première est d'utiliser un laser, dont on connaît la puissance optique incidente, focalisé sur le composant [[Nguyen et al., 2011a](#), [Sullivan et al., 2005](#)]. En mesurant le courant reçu sous flux, on peut calculer la responsivité à une longueur d'onde donnée, celle d'émission du laser. Puis avec l'[Équation 2.1](#), on obtient la valeur du rendement à cette longueur d'onde. Puis on utilise la courbe obtenue à la section précédente pour avoir le

rendement quantique du détecteur sur tout le spectre. La principale difficulté de ce montage réside dans le fait qu'on travaille ici sur mono-élément. Contrairement à une configuration matricielle, il est difficile d'être sûr que la totalité du faisceau laser arrive sur la surface ouverte du pixel. Si la largeur du faisceau à l'interface air détecteur est plus large que le diamètre d'ouverture du pixel, il faut, pour faire une bonne mesure de rendement, une connaissance parfaite de la répartition spatiale du faisceau.

En ce qui me concerne, j'ai préféré travailler avec des corps noirs (CN) [Plis *et al.*, 2010, Rehm *et al.*, 2006b], plus représentatifs des conditions opérationnelles. En effet, la plupart des sources infrarouge, exceptés les lasers, sont "large" bande. Le choix a été fait d'utiliser deux types de corps noirs : des corps noirs étendus (sources 2D) ou des corps noirs cavité (sources quasi ponctuelles). Lorsqu'on effectue des mesures sous flux, pour être sûr que le détecteur ne capte pas de rayonnement émis (ou réfléchi) par l'enceinte à vide, on fixe autour du détecteur un écran froid. La Figure 2.8 montre un exemple d'écran froid. L'écran froid est en contact thermique avec le doigt froid et est donc refroidi à la même température que le détecteur. Pour l'écran froid, le cuivre est encore privilégié à l'alumi-

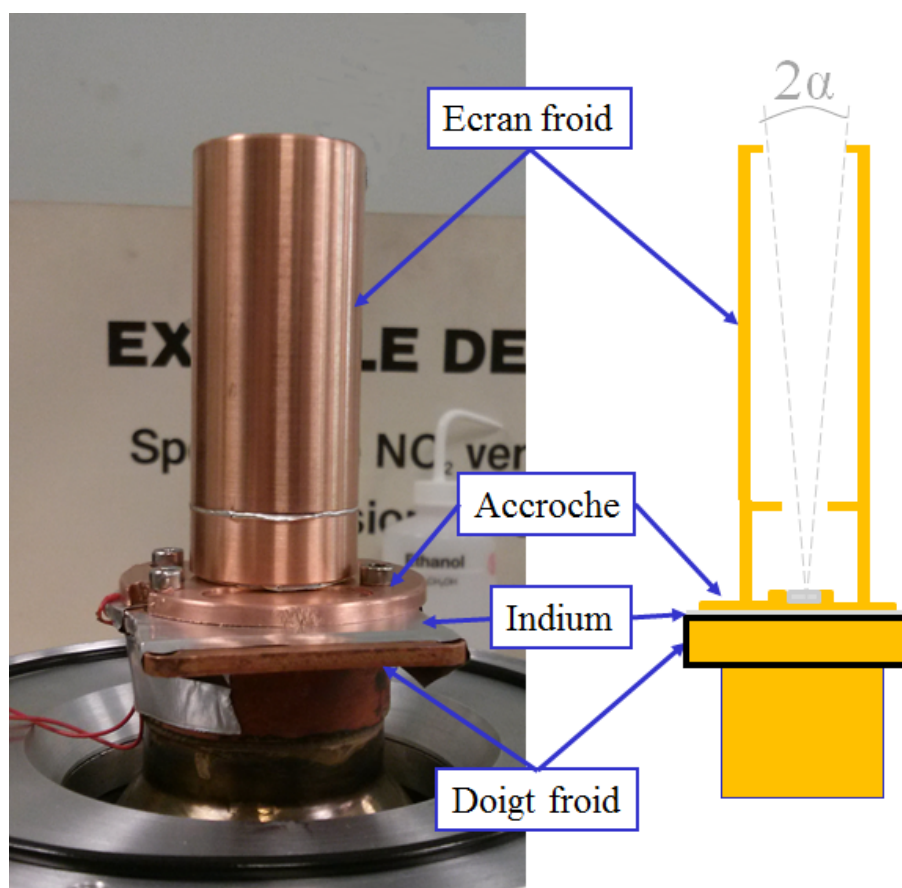


FIGURE 2.8 – Ajout d'un écran froid en cuivre dans le cryostat

nium car sa thermalisation est plus rapide. Pour minimiser toutes les réflexions parasites, l'intérieur de l'écran est peint avec une peinture noire d'émissivité

proche de 1. L'écran froid permet aussi de définir l'étendue géométrique  $G$  du détecteur intégré dans le cryostat.  $G$  est donné par :

$$G = \pi \cdot A_{\text{det}} \cdot \sin^2 \alpha \quad (2.7)$$

avec  $A_{\text{det}}$  la surface de collection de la photodiode et  $\alpha$  le demi-angle d'ouverture défini [Figure 2.8](#). L'ouverture de l'écran froid est choisie pour que le détecteur ne voit que la fenêtre qui sert à fermer le cryostat. Cette fenêtre est choisie en ZnSe. J'ai choisi une fenêtre non traitée anti-reflet, car sans traitement, le ZnSe a une transmission  $T_{\text{ZnSe}}$  plate sur la bande  $0.8 - 20\mu\text{m}$ , de 71%. Ainsi, ce sont bien les dimensions de l'écran froid qui déterminent  $N(= 1/2\tan\alpha)$  le nombre d'ouverture du détecteur. Pour se placer proche des conditions opérationnelles, j'ai choisi une ouverture de  $f/3$ .

#### UTILISATION D'UN CORPS NOIR ÉTENDU :

Dans la première configuration ([Figure 2.9](#)), la photodiode "test" est placée dans le cryostat positionné juste devant un corps noir étendu. J'ai utilisé, dans la plupart des cas, un corps noir CI-systems SR-80, qui peut atteindre des températures comprises entre  $10^\circ\text{C}$  et  $100^\circ\text{C}$ . Dans cette configuration, l'écran froid détermine un nombre d'ouverture égal à 2.9. Pour être sûr que la photodiode ne collecte que les photons provenant du CN, le cryostat doit être suffisamment près de la fenêtre en ZnSe mais pas trop pour que le corps noir ne chauffe pas l'écran froid. L'étendue géométrique relativement élevée

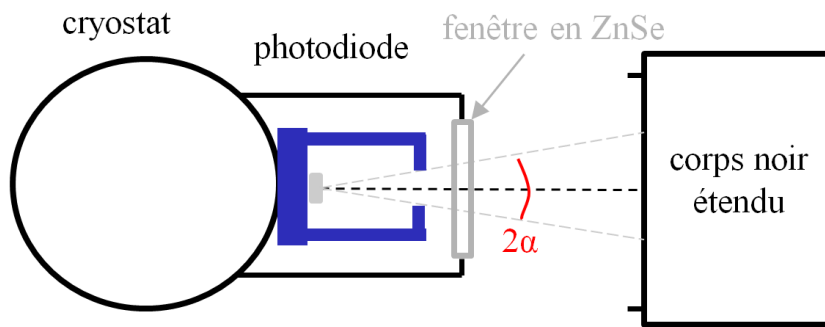


FIGURE 2.9 – Schéma de principe (vue de dessus) de la mesure de courant photonique avec un corps noir étendu

est un avantage : cela permet au détecteur de recevoir un flux relativement important sans utiliser un corps noir trop chaud. Cette configuration n'exige qu'un alignement très simple. Entre le détecteur et le corps noir, il n'y a que la fenêtre en ZnSe, ce qui minimise d'éventuels rayonnements parasites. La [Figure 2.10](#) montre le courant total délivré par une photodiode InAs-rich (7/4 avec  $AZT = 1\mu\text{m}$ ) en fonction de la tension de polarisation appliquée à cette photodiode pour différentes températures de CN :  $30^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$  et  $70^\circ\text{C}$ . Sur cette figure est aussi reporté le courant d'obscurité de cette même structure.



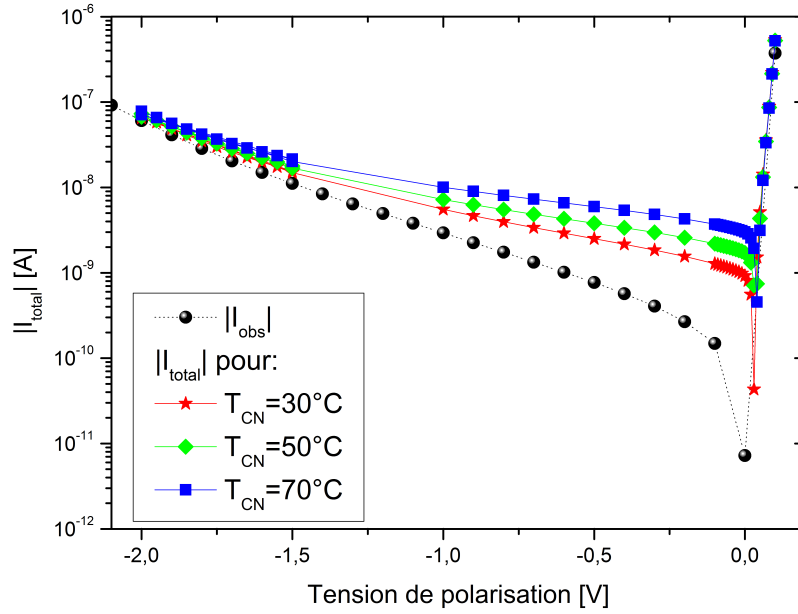


FIGURE 2.10 – Mesure du courant total délivrée par une photodiode InAs-rich (7/4 avec  $AZT = 1\mu m$ ) en fonction de la tension de polarisation appliquée à cette photodiode, en utilisant un corps noir étendu

Pour rappel, le courant total mesuré est la somme du courant d'obscurité, du courant généré par les photons provenant du CN ( $I_{phot}^{CN}$ ), et du courant généré par les photons venant de l'écran froid (ce dernier est négligeable car l'écran froid est refroidi à 77K). On remarque sur la Figure 2.10 que pour les tensions positives et pour les tensions inférieures à  $-1.5V$ , le courant d'obscurité n'est pas négligeable par rapport au courant photonique. Pour ces tensions, il n'est donc pas possible de déterminer le rendement de cette façon.

#### UTILISATION D'UN CORPS NOIR À CAVITÉ :

Le CN à cavité permet d'obtenir des températures plus élevées. Malheureusement, même en collant le cryostat au CN, la cavité n'est pas assez large pour que le détecteur ne voit que le CN. Le détecteur reçoit donc aussi des photons provenant du fond ambiant. La Figure 2.11 montre comment il faut procéder pour faire la mesure qui permettra de déterminer le rendement. Entre le cryostat et le CN sont disposés un diaphragme, qui permet de contrôler l'angle  $2\beta$  sous lequel le détecteur voit le CN, et un shutter, qui sert à discriminer le rayonnement de fond du rayonnement du CN. L'angle  $2\beta$  est inférieur à l'angle d'ouverture de la première configuration ( $2\alpha$ ), mais le flux de photons provenant du CN et reçu par le détecteur peut quand même être plus important dans cette configuration que la précédente si la température du CN est supérieure à  $800^\circ C$ . Pour mesurer le courant photonique dû aux photons provenant du CN ( $I_{phot}^{CN}$ ), on fait d'abord une première mesure avec le shutter ouvert. On mesure ainsi le courant total ( $I_{total}$ ) débité par la photodiode. Ce

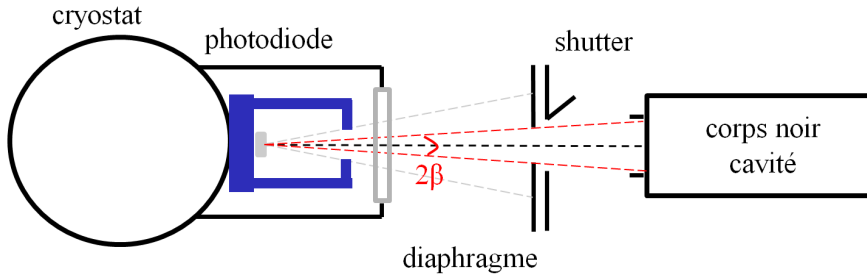


FIGURE 2.11 – Schéma de principe (vue de dessus) de la mesure de courant photonique avec un corps noir étendu

courant total est la somme du courant d'obscurité ( $I_{\text{obs}}$ ), du courant généré par le flux de fond ( $I_{\text{phot}}^{\text{fond}}$ ) et de celui généré par le CN. Puis on effectue la même mesure de courant avec le shutter fermé : on mesure donc la somme du courant d'obscurité et du courant dû au fond ambiant. Le courant photonique dû aux photons provenant du CN est donc la différence entre ces deux mesures.

$$I_{\text{phot}}^{\text{CN}} = I_{\text{total}} - I_{\text{phot}}^{\text{fond}} - I_{\text{obs}} \quad (2.8)$$

La Figure 2.12 montre des mesures de courant  $I_{\text{total}}$  pour une structure InAs-rich 7/4 (avec AZT =  $1\mu\text{m}$ ) réalisées avec un CN à cavité CI-systems SR-200. Ce CN opère entre  $50^\circ\text{C}$  et  $1200^\circ\text{C}$ . Ces mesures sont comparées avec le courant d'obscurité mesuré sur la même photodiode (mais avec un pas de mesure plus large). Cette figure ne présente la mesure que pour trois températures de

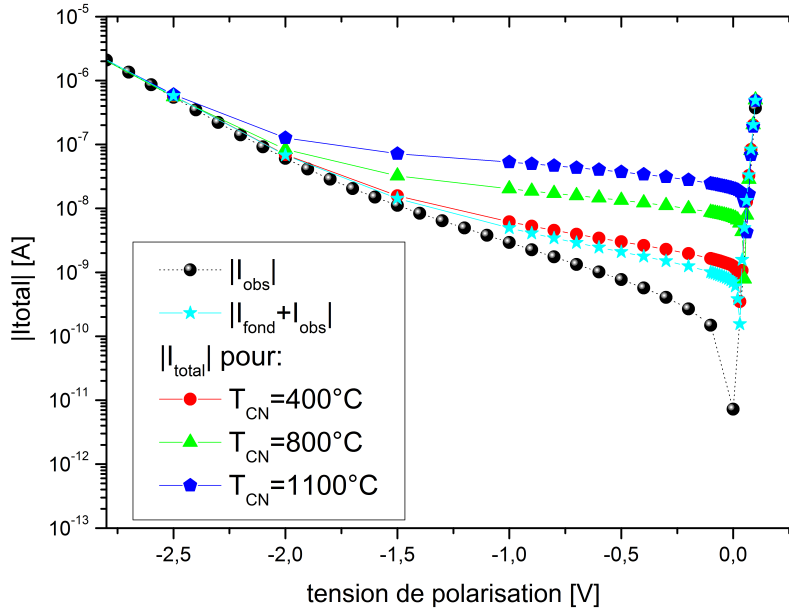


FIGURE 2.12 – Mesure du courant délivrée par une photodiode InAs-rich (7/4 avec AZT =  $1\mu\text{m}$ ) en fonction de la tension de polarisation appliquée à cette photodiode, en utilisant un corps noir à cavité

fonctionnement du CN : 400°C, 800°C et 1100°C. Pour pouvoir extraire un rendement de ces mesures, il faut que le courant total mesuré, shutter ouvert, soit supérieur à la somme  $I_{\text{fond}} + I_{\text{obs}}$ , ce qui est le cas ici pour des tensions de polarisation comprises entre  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  et  $V_{\text{pol}} = -2.2\text{V}$ . Cette configuration permet donc d'explorer une gamme de tensions de polarisation plus large que la configuration précédente. Par contre, elle demande un alignement du détecteur plus délicat par rapport au diaphragme, et il faut s'assurer aussi que les différents éléments ajoutés entre le détecteur et le CN ne favorisent pas des réflexions parasites.

### 2.1.2.3 Extraction du rendement quantique

Le rendement s'obtient grâce à la formule suivante :

$$I_{\text{phot}}^{\text{CN}} = \eta_{\text{max}} \cdot q \cdot \Phi_{\text{CN}} \quad (2.9)$$

avec  $\eta_{\text{max}}$  le rendement quantique maximal,  $I_{\text{phot}}^{\text{CN}}$  le courant photonique dû aux photons provenant du CN,  $q$  la charge élémentaire et  $\Phi_{\text{CN}}$  le flux de photons venant du corps noir, reçu par le détecteur, défini comme suit :

$$\Phi_{\text{CN}} = G \cdot \int T_{\text{ZnSe}}(\lambda) \cdot \frac{\eta(\lambda)}{\eta_{\text{max}}} \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^{T_{\text{CN}}} d\lambda \quad (2.10)$$

avec  $G$  l'étendue géométrique,  $T_{\text{ZnSe}}$  la transmission de la fenêtre en ZnSe,  $\eta$  le rendement quantique,  $\varepsilon$  l'émissivité du corps noir et  $\left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^{T_{\text{CN}}}$  la luminance spectrique photonique d'un corps noir à la température  $T_{\text{CN}}$ , donnée par la loi de Planck.

La transmission du hublot en ZnSe que j'utilise vaut 71% sur la bande  $0.8\mu\text{m} - 20\mu\text{m}$ . Le flux  $\Phi_{\text{CN}}$  est calculé pour plusieurs températures de CN, celles auxquelles les mesures faites à la [Section 2.1.2.2](#) ont été réalisées. Ainsi on peut obtenir le courant en fonction du flux, comme le montre la [Figure 2.13](#). Cette figure rapporte les mesures décrites dans les sections précédentes, avec les deux types de CN, pour la même photodiode, à la même tension de polarisation. Le fait que la courbe est une droite est conforme à l'[Équation 2.9](#). On constate sur la [Figure 2.13](#) que l'on a deux droites parallèles. Les deux droites ne sont pas superposées, car dans le premier cas (mesures de courant réalisées avec un CN étendu), c'est le courant total qui est tracé en fonction du flux ; le courant total contient à la fois  $I_{\text{phot}}^{\text{CN}}$  mais aussi le courant d'obscurité ; à l'inverse, dans la deuxième configuration (avec un CN cavité), c'est le courant  $I_{\text{phot}}^{\text{CN}}$  seul qui est tracé.

Le coefficient directeur de ces droites divisé par la charge élémentaire donne le rendement quantique maximal. Ce rendement quantique maximal permet de calibrer la courbe obtenue dans la [Section 2.1.2.1](#). On obtient ainsi la courbe de la [Figure 2.14](#). En faisant varier la tension de polarisation appliquée aux bornes de la photodiode, on peut suivre l'évolution du rendement à une longueur d'onde donnée. La [Figure 2.15](#) montre le rendement à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  en fonction de la tension de polarisation appliquée à une structure InAs-rich 7/4 avec  $\text{AZT} = 1\mu\text{m}$ , en utilisant les deux configurations. On remarque sur cette figure qu'on retrouve

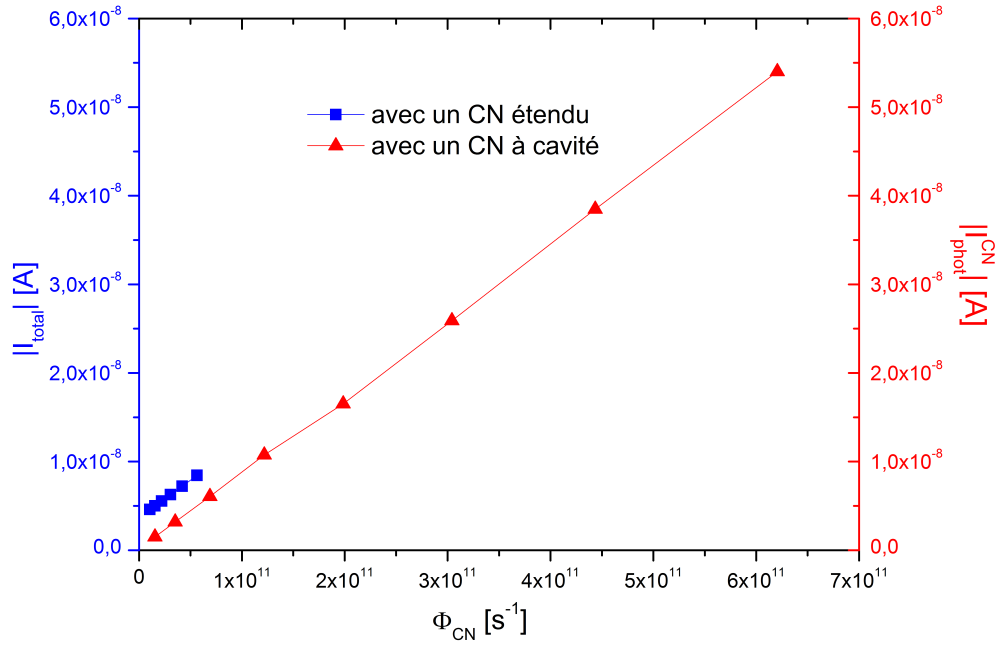


FIGURE 2.13 – Comparaison du courant total (1<sup>ière</sup> configuration, CN étendu) et du courant photonique  $I_{\text{phot}}^{\text{CN}}$  (2<sup>ème</sup> configuration, CN à cavité) en fonction du flux  $\Phi_{\text{CN}}$  pour une photodiode InAs-rich (7/4 avec AZT = 1  $\mu\text{m}$ ) et  $V_{\text{pol}} = -0.1\text{V}$

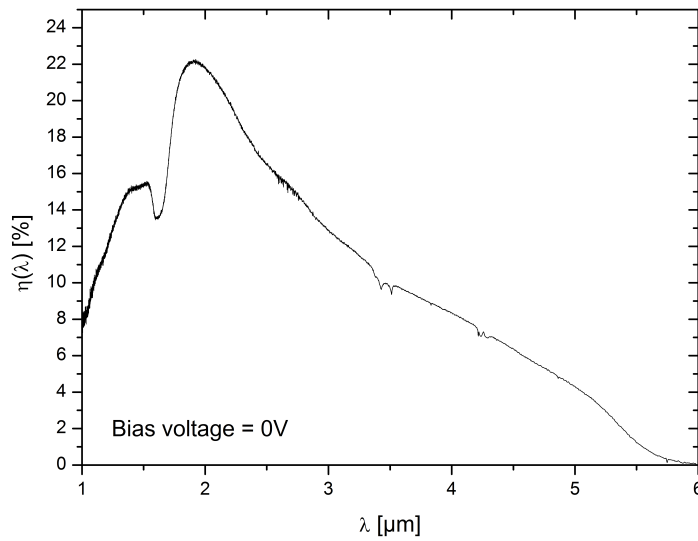


FIGURE 2.14 – Mesure de rendement quantique en fonction de la longueur d'onde sur une structure InAs-rich 7/4 avec AZT = 1  $\mu\text{m}$  et  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$

bien le même résultat avec les deux bancs de test. On vérifie aussi que le corps noir à cavité permet de déterminer le rendement sur une gamme de tensions de polarisation plus large que le corps noir étendu.

Les deux types de corps noirs que j'utilise conduisent donc tous deux à des configurations radiométriques différentes. En fait, la particulière attention ap-

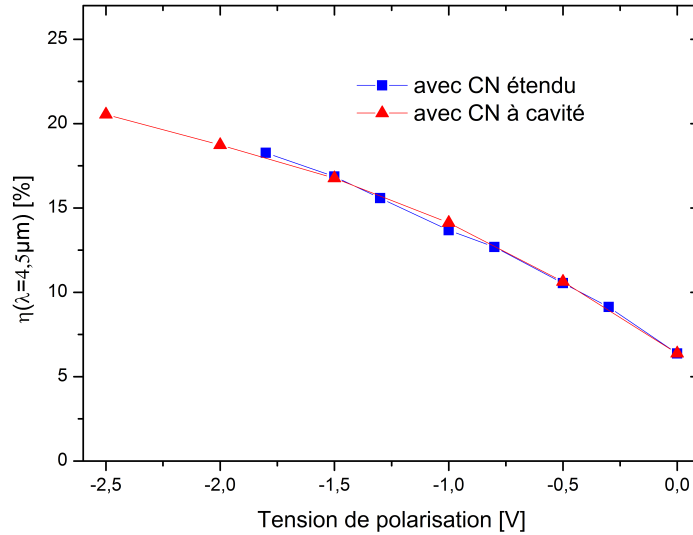


FIGURE 2.15 – Mesure de rendement quantique à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  en fonction de la tension de polarisation appliquée à une structure InAs-rich 7/4 avec AZT =  $1\mu\text{m}$

portée à ces deux bancs de test permet d'être sûr de ne pas être pénalisé par les principales sources d'erreurs radiométriques dans cette mesure de rendement. Ces principales sources sont :

- une non idéalité du corps noir . Un corps noir idéal à une émissivité  $\varepsilon$  égale à 1 sur tout le spectre, mais c'est un cas idéal. Les constructeurs peuvent garantir une émissivité égale à 0.999. Les corps noirs à cavité approchent cette valeur alors que les corps noirs étendus ont une émissivité moindre (garantie à  $\varepsilon = 0.99$ ).
- un écart entre la valeur réelle de la température du corps noir et la valeur de la température de consigne. Les corps noirs doivent être ré-étalonnés régulièrement pour être sûr que la sonde de température qui sert à la régulation n'a pas dérivé.
- un flux additionnel parasite, qui pourrait être dû à une autre source que le corps noir.
- une erreur sur la valeur de l'étendue géométrique, déterminée à partir des dimensions de l'écran froid et de la surface du détecteur.

S'il existait une erreur radiométrique sur l'un des bancs, cela influencerait sur le calcul du flux  $\Phi_{\text{CN}}$  de photons venant du corps noir, reçu par le détecteur. Cela impacterait directement le rendement quantique. Les deux bancs de test donnant les mêmes résultats (Figure 2.15), cela confirme qu'il n'y a pas d'erreur radiométrique dans chacun des deux bancs.

### 2.1.3 Mesure de bruit temporel

Une fois qu'on connaît le rendement quantique du détecteur, il faut évaluer son bruit. Le bruit, c'est les fluctuations de certaines grandeurs comme le courant total débité par la photodiode, qui peuvent être dues par exemple à la fluc-

tuation de la vitesse des porteurs, de leur mobilité, etc. Dans cette section, seul le bruit temporel sera étudié, sur des diodes de test. Je présenterai dans un premier temps les principaux bruits qui interviennent dans les photodétecteurs, puis je montrerai le banc de test que j'ai utilisé avant d'expliquer comment j'exploite ces résultats. Le bruit spatial quant à lui sera étudié dans la section réservée à la configuration matricielle.

### 2.1.3.1 Rappel sur la physique du bruit dans les photodétecteurs

Le bruit est un signal aléatoire qui vient s'additionner à la grandeur qu'on cherche à mesurer. Le bruit temporel peut se mesurer sur des photodiodes test en calculant l'écart-type sur un grand nombre de mesures de la grandeur recherchée. Mais cette valeur ne donne aucune indication sur la nature du bruit. Une analyse spectrale du bruit renseigne sur cela. La transformée de Fourier est l'outil généralement utilisé pour passer du domaine temporel au domaine spectral. On l'applique ici, non pas sur le signal  $x(t)$  entaché par le bruit parce qu'il n'est pas entièrement connu (on n'en a qu'un échantillon), mais plutôt sur sa fonction d'autocorrélation  $\gamma(\tau)$ , définie comme suit :

$$\gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x^*(t) x(t + \tau) dt \quad (2.11)$$

Cette fonction correspond à la corrélation du signal par lui même mais décalé du temps  $\tau$ . Elle permet de mettre en évidence des similarités ou des régularités dans un signal aléatoire. D'après le théorème de Wiener-Khintchine, la densité spectrale de puissance  $\Gamma(\omega)$ , généralement utilisée dans le domaine spectral pour décrire un signal aléatoire, est liée à la fonction d'autocorrélation. C'est sa transformée de Fourier :

$$\Gamma(\omega) = \text{TF}[\gamma(\tau)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (2.12)$$

Enfin la densité spectrale de puissance  $\Gamma(\omega)$  est reliée à la valeur efficace du bruit  $b_{\text{eff}}$  par :

$$b_{\text{eff}}^2 = \int_0^{+\infty} \Gamma(\omega) d\omega \quad (2.13)$$

Dans une photodiode à jonction PN, on peut distinguer trois types de bruits : le bruit Johnson, le bruit Schottky et le bruit en  $1/f$ . Notons qu'on peut aussi trouver du bruit dit télégraphique (ou en créneaux ou burst noise ou Random Telegraph Signal). Ce bruit se manifeste par une augmentation du courant pendant un temps court. Je ne l'ai pas observé sur mono-élément, mais par contre je l'ai observé sur matrice. J'en parlerai plus en détails dans la [Section 2.2.4](#).

Pour caractériser une photodiode test, on mesure généralement le courant total débité avec un ampèremètre. C'est pourquoi toutes les densités spectrales de puissances seront dans cette section données pour des fluctuations de

courant (donc en  $A^2/Hz$ ).

### BRUIT JOHNSON

Le bruit Johnson est parfois aussi appelé bruit Johnson-Nyquist ou bruit thermique. Il a été découvert expérimentalement en 1927 par Johnson [Johnson, 1927]. La confirmation théorique est l'œuvre de Nyquist en 1928 [Nyquist, 1928]. C'est le bruit généré par l'agitation thermique des porteurs à l'intérieur de n'importe quelle résistance à l'équilibre thermodynamique. La vitesse de chaque porteur fluctue à cause du mouvement thermique et des chocs qu'il peut subir [Rosencher et Vinter, 2002]. La densité spectrale de puissance (DSP), que ce soit du courant ou de la tension, est proportionnelle à la température de la résistance. Cette DSP  $\Gamma_{\text{Johnson}}^I$  associée à une fluctuation en courant vaut dans une résistance  $R$  :

$$\Gamma_{\text{Johnson}}^I = \frac{4k_B T}{R} \quad (2.14)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température de la résistance. Dans le cas d'une photodiode, pour la valeur de la résistance, dans cette thèse, nous prendrons la résistance dynamique  $R_{\text{dyn}}$ , définie par :

$$R_{\text{dyn}} = \left( \frac{\partial I_{\text{total}}}{\partial V} \right)^{-1} \quad (2.15)$$

avec  $I_{\text{total}}$  le courant débité par la photodiode et  $V$  la tension appliquée à ses bornes. Ce dernier point reste très discuté, certains préférant utilisé la résistance statique au lieu de la résistance dynamique [Delga, 2012].

La densité spectrale de puissance du bruit Johnson est indépendante de la fréquence, c'est donc un bruit blanc. En réalité, cette équation n'est valable que pour des fréquences inférieures à la fréquence de Nyquist, définie comme l'inverse du temps entre deux collisions de porteurs [Delga, 2012]. Cette fréquence vaut  $10^{14} \text{ Hz}$  : dans la pratique, c'est la fréquence de coupure de l'amplificateur utilisé qui limite la bande passante du bruit.

### BRUIT SCHOTTKY

Le bruit Schottky est parfois appelé bruit de grenaille ou bruit quantique. Il a été théorisé par Schottky en 1918 [Schottky, 1918]. Ce bruit est dû à la nature corpusculaire du courant. Le passage des charges qui participent au courant à travers la barrière de la jonction PN ne se fait pas de manière uniforme mais suit une distribution de Poisson. Ainsi la densité spectrale de puissance du bruit Schottky  $\Gamma_{\text{Schottky}}^I$  liée à la fluctuation de courant vaut :

$$\Gamma_{\text{Schottky}}^I = 2qI \quad (2.16)$$

avec  $q$  la charge élémentaire et  $I$  le courant total débitée par la diode. Ce bruit est considéré comme une limite fondamentale des systèmes de détection, car il est lié au signal. Dans le meilleur des cas, le bruit total est égal au bruit



Schottky.

Tout comme le bruit Johnson, le bruit Schottky est un bruit blanc jusqu'à la fréquence de Nyquist ; mais comme pour le bruit Johnson, la fréquence qui limite est la fréquence de coupure de l'amplificateur en sortie de pixel.

#### BRUIT EN $1/f$

Le bruit en  $1/f$  est aussi appelé bruit de scintillement ou encore bruit rose (car il concerne les basses fréquences). Il se manifeste par une densité spectrale de puissance inversement proportionnel à la fréquence, d'où son nom.

$$\Gamma_{1/f}^I(f) = I^2 \frac{K}{f^\alpha} \quad (2.17)$$

avec  $I$  le courant débité par la photodiode,  $K$  une constante expérimentale qui dépend du matériau et  $\alpha$  un coefficient proche de 1.

Bien qu'observé pour la première fois en 1925 par Johnson [Johnson, 1925], l'origine physique du bruit en  $1/f$  est encore aujourd'hui mal connue. Généralement, il est expliqué comme un bruit lié à des défauts technologiques. Il peut être associé aux courants de fuite, composantes du courant d'obscurité. Aujourd'hui, deux principales théories s'affrontent [Hassis *et al.*, 2013] quant à son origine physique : la théorie de Hooge et la théorie de McWhorter. Toutefois ces deux théories s'accordent sur le fait que le bruit en  $1/f$  est dû à une fluctuation de la conductivité dans un matériau. La conductivité  $\sigma$  vaut :

$$\sigma = q \cdot N_c \cdot \mu \quad (2.18)$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $N_c$  le nombre de porteurs de charge et  $\mu$  la mobilité des porteurs. La fluctuation de la conductivité peut donc être due soit à la fluctuation de la mobilité, soit à la fluctuation du nombre de porteurs de charge.

#### - Fluctuation de la mobilité :

Pour Hooge, ce bruit serait dû à la fluctuation de mobilité des porteurs [Hooge et Vandamme, 1978] dans le volume. Hooge a proposé une relation empirique pour la densité spectrale de puissance du bruit en  $1/f$  :

$$\Gamma_{1/f_{\text{Hooge}}}^I(f) = I^2 \frac{\alpha_H}{N_c f} \quad (2.19)$$

avec  $N_c$  le nombre total de porteurs de charge dans le volume,  $I$  le courant débité par la photodiode et  $\alpha_H$  le paramètre de Hooge. Ce paramètre dépend du matériau et de sa qualité cristalline. Ce paramètre est déterminé empiriquement. Malheureusement, ce modèle empirique n'explique pas théoriquement la raison d'un spectre en  $1/f$ .

#### - Fluctuation du nombre de porteurs de charge :

Pour McWhorter [McWhorter *et al.*, 1955], le bruit en  $1/f$  est dû à la fluctuation du nombre de porteurs de charge en surface. Les états situés en surface relâchent et capturent des porteurs avec diverses constantes de temps  $\tau_i$  [Chovet

et Masson, 2005]. La forme du spectre en  $1/f$  s'expliquerait par la somme d'une multitude de spectres lorentziens, de fréquences de coupures  $1/\tau_i$ , comme l'illustre la Figure 2.16.

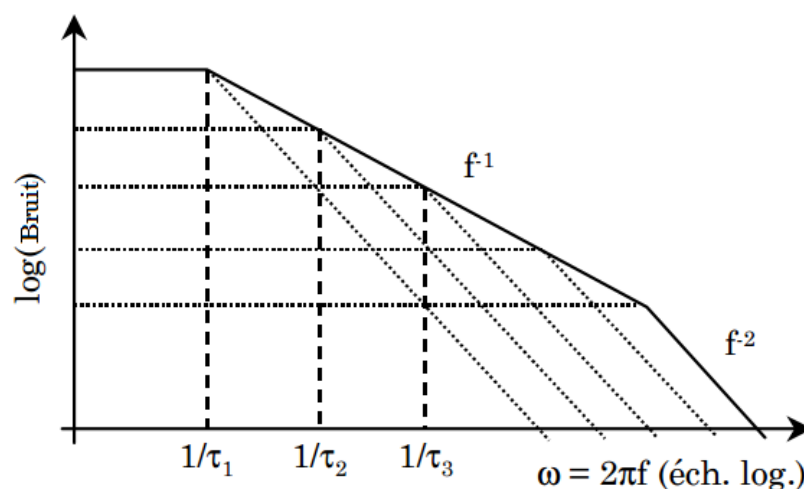


FIGURE 2.16 – Bruit en  $1/f$  résultant de la somme des spectres lorentziens [Chovet et Masson, 2005]

On peut aussi penser que l'origine du bruit en  $1/f$  est lié à ces deux phénomènes à la fois. Dans tous les cas, l'absence de bruit en  $1/f$  est le signe d'une bonne qualité cristalline.

#### BRUIT TOTAL

Généralement il est admis que le bruit total est la somme quadratique des bruits dus aux différentes contributions : Johnson, Schottky et  $1/f$ . Mais ce point reste discuté : la parfaite indépendance des sources de bruit, qui validerait cette somme quadratique, est contestée. C'est particulièrement contesté pour l'addition de la contribution Schottky et de la contribution Johnson, car ce sont les mêmes porteurs qui sont à l'origine de ces deux contributions. Il a été démontré [Delga, 2012] que cette somme quadratique est peu pertinente dans les régimes où la contribution Schottky est du même ordre de grandeur que la contribution Johnson.

Dans cette thèse, lors du calcul de bruit, les contributions Johnson et Schottky seront ajoutées quadratiquement. En effet, dans le cas où les sources de bruit ne sont pas parfaitement indépendantes, le fait de sommer ces différentes contributions ne fait que légèrement surestimer le bruit théorique.

#### 2.1.3.2 Présentation du banc de test

Le banc de test de mesure de bruit est présenté Figure 2.17. Il utilise un amplificateur transimpédance faible bruit, un générateur de tension et un analyseur

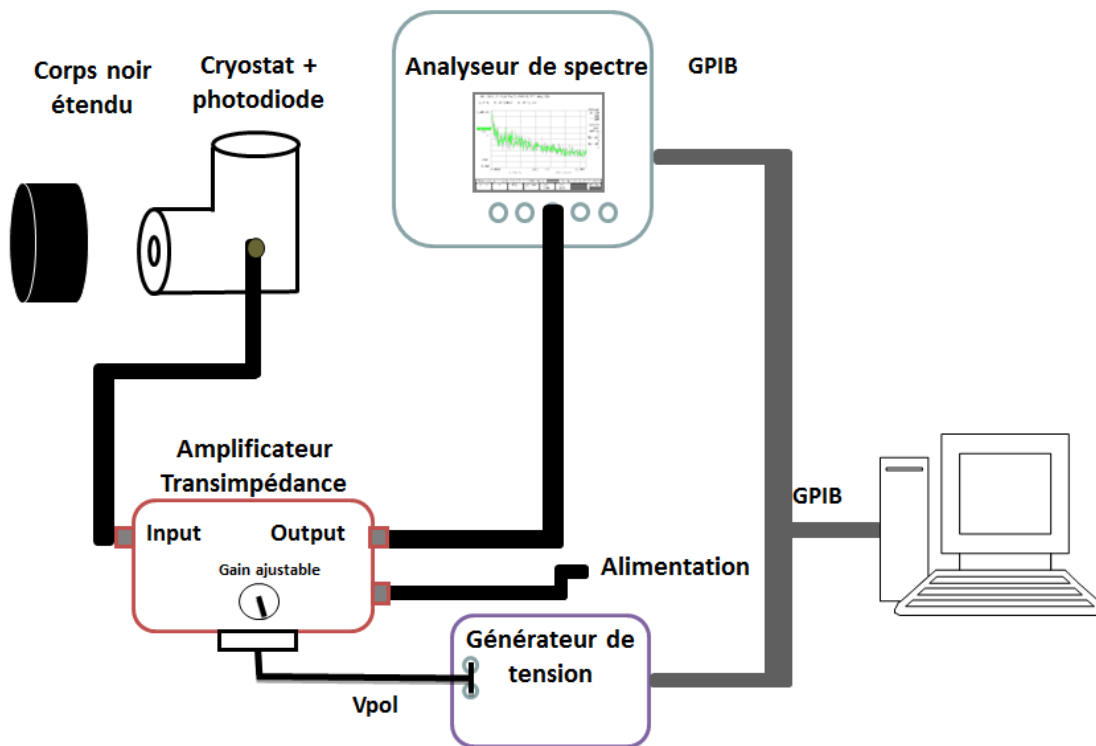


FIGURE 2.17 – Montage expérimental utilisé lors de la mesure du bruit temporel d'une photodiode à superréseau InAs/GaSb

de spectre. Le générateur de tension ne sert qu'à polariser la photodiode : j'ai utilisé un générateur FLUKE 5500. L'analyseur de spectre permet de mesurer ce qu'on appelle la densité spectrale de courant (DSC), exprimée en  $A/\sqrt{Hz}$  pour les fluctuations de courant (on peut aussi obtenir une densité spectrale de tension en  $V/\sqrt{Hz}$  si on mesure une fluctuation de tension). Cela correspond à la racine carrée de la densité spectrale de puissance. J'ai utilisé un analyseur de spectre ONO SOKKI. Le choix de l'amplificateur est, quant à lui, plus délicat. Son rôle est d'amplifier le signal pour que le bruit du détecteur soit plus important que le bruit de la chaîne de mesure. Mais lorsqu'on augmente le gain de l'amplificateur, on augmente en fait la résistance de feedback de l'amplificateur, donc on réduit directement sa bande passante. Il y a donc un compromis à trouver entre fort gain et bande passante large.

Le critère utilisé pour choisir le gain de l'amplificateur est le suivant : la densité spectrale de courant amplifié du détecteur seul doit être trois fois supérieure à celle de la chaîne de mesure. On choisit ce rapport de 3, car c'est pour cette valeur que la somme quadratique des deux contributions est quasiment égale à la contribution du détecteur seul. Il faut donc estimer par le calcul la densité spectrale de courant du détecteur seul. Lors de ce calcul, je n'ai pas pris en compte la composante du bruit en  $1/f$ , trop difficile à calculer. De toutes façons, le bruit en  $1/f$  s'ajoute aux autres contributions du bruit, donc en ne tenant pas compte du bruit en  $1/f$ , je ne peux que sous-estimer la vraie valeur de la DSC du détecteur seul et non la surestimer : donc si je suis capable de mesurer la DSC sans contribution en  $1/f$ , je suis aussi capable de la mesurer avec. La densité

spectrale de courant amplifiée calculée du détecteur seul  $DSC_{det}$  sera donc égale à :

$$DSC_{det} = \sqrt{\Gamma_{Schottky}^I + \Gamma_{Johnson}^I} \cdot Gain_{ampli} \quad (2.20)$$

avec  $Gain_{ampli}$  le gain de l'amplificateur. La DSC de la chaîne de mesure est principalement due à la DSC de l'amplificateur, qui est donnée par la documentation constructeur. Pour ce banc, j'ai utilisé un amplificateur DDPCA-200 de la marque FEMTO, qui a un gain ajustable.

La mesure de bruit peut être réalisée alors que la photodiode est sous illumination ou non. Le fait de mettre un corps noir devant la photodiode plutôt que de mettre un capot refroidi (pour faire l'obscurité) permet de se rapprocher des conditions opérationnelles.

### 2.1.3.3 Exploitation de la mesure de bruit

Tous les spectres présentés ont été acquis comme décrit dans la section précédente. Ils sont le résultat d'un moyennage à l'analyseur de spectre sur 100 scans. La Figure 2.18 présente une densité spectrale de courant pour une structure InAs-rich (7/4 avec  $AZT = 1\mu m$  et  $V_{pol} = -1.2V$ ) sous illumination.

L'Ono Sokki ne pouvant acquérir que 4096 points au maximum par spectre,

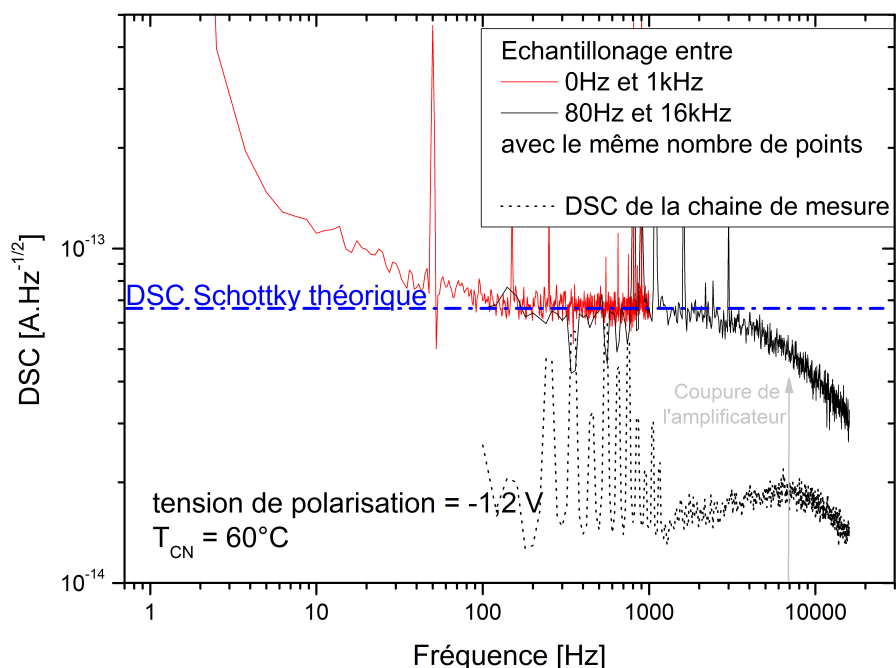


FIGURE 2.18 – Densité spectrale de courant d'une photodiode à superréseau InAs-rich 7/4 ( $AZT = 1\mu m$ ) à  $V_{pol} = -1.2V$  placée devant un CN à  $T_{CN} = 60^\circ C$ . Les axes des abscisses et des ordonnées sont en échelle logarithmique

deux échantillonnages différents ont été utilisés. Un échantillonnage entre 80Hz

et 16kHz pour aller jusqu'à la coupure de l'amplificateur qui, ici, vaut 7kHz et un autre entre 0Hz et 1kHz pour étudier plus en détails le spectre à basses fréquences.

Sur ce spectre, on observe bien trois parties distinctes :

- entre 1Hz et 100Hz : la composante en  $1/f$  prédomine sur les autres.
- entre 100Hz et 7kHz : on observe un plateau (bruit "blanc"). Ce plateau est la somme de la composante Schottky et de la composante Johnson.
- au delà de 7kHz : on observe une chute due à la coupure de l'amplificateur.

#### 2.1.4 Mesure de réponse angulaire

Lors d'une thèse précédente à l'ONERA sur les détecteurs QWIPs, Judikaël Le Rouzo [Le Rouzo, 2007] a monté un banc de test permettant la caractérisation de ces structures en fonction de l'angle d'incidence du flux. Le principe du banc de test est rappelé sur la Figure 2.19.

J'ai réutilisé ce banc de test pour vérifier expérimentalement qu'aucune règle

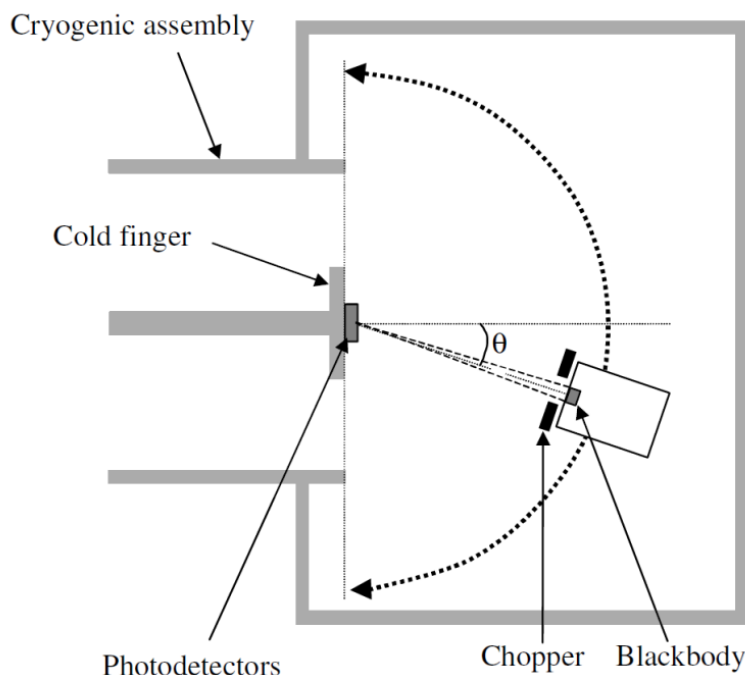


FIGURE 2.19 – Banc de mesure de réponse angulaire [Ribet-Mohamed *et al.*, 2005]

de sélection ne pénalisait l'absorption du superréseau InAs/GaSb, même si la théorie n'en prévoit pas. Une autre raison de cette mesure de réponse angulaire sur des mono-éléments concerne les applications d'imagerie radiométrique : avec des détecteurs en configuration matricielle, certains pixels, situés loin de l'axe optique, peuvent recevoir le rayonnement avec un angle d'incidence de l'ordre de 70°. Afin de pouvoir récupérer à partir d'une image les paramètres radiométriques de la cible, la réponse angulaire du détecteur doit être bien connue.

Ce banc de test est équipé d'une détection synchrone : on récupère donc en sortie directement le courant photonique débité par la diode. Ce courant, je l'ai normalisé par rapport à sa valeur maximale, pour pouvoir donner une valeur en

% de la valeur maximale. La valeur du courant photonique en ampère n'a pas réellement d'intérêt dans le sens où ce banc ne sert pas à faire des mesures absolues. Cela permet de comparer la réponse angulaire de différentes structures qui n'ont pas forcément le même rendement quantique.

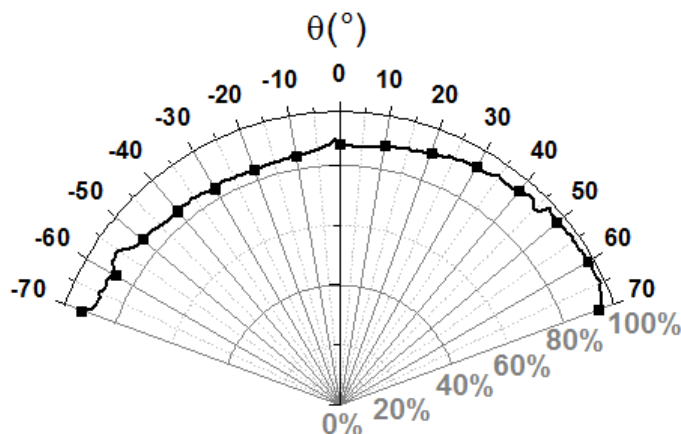


FIGURE 2.20 – Réponse angulaire normalisée d'une photodiode à superréseau InAs-rich 7/4 ( $AZT = 1\mu m$ ) à  $V_{pol} = 0$ . La mesure a été effectuée avec un pas de  $1^\circ$

Devant la photodiode à superréseau, on fait varier avec un angle  $\theta$ , comme défini sur la [Figure 2.19](#), la position de la source et on mesure le courant photonique débité par la photodiode. Si on normalise ce courant comme expliqué ci-dessus, on obtient la courbe de la [Figure 2.20](#). La mesure est effectuée pour un angle variant de  $\theta = -70^\circ$  à  $\theta = +70^\circ$ . La courbe attendue est symétrique, ce qui n'est pas le cas ici. Cela peut s'expliquer par un rayonnement parasite (réflexions/ diffusions du rayonnement ou autres) dû au fils électriques de contact, qui servent à récupérer le photocourant de la diode. Ces fils sont situés dans la zone où  $\theta$  est positif.

## 2.2 CARACTÉRISATION DE MATRICES

Comme expliqué dans la [Section 1.3.2](#), les applications visées par le superréseau InAs/GaSb nécessitent une configuration matricielle. Les difficultés supplémentaires qu'ajoute cette configuration par rapport aux mono-éléments ont déjà été rapidement abordées dans la [Section 1.4.4.1](#), en décrivant les rôles des différents acteurs dans le développement de la filière superréseau en France. Cela réside dans le fait que le format matriciel impose une forte densité de détecteurs dans un espace restreint et dans le fait qu'on veuille récupérer le courant de tous ces détecteurs simultanément. Cette dernière fonction est réalisée par ce qu'on appelle un circuit de lecture (ou ROIC pour Read-Out Integrated Circuit en anglais). Le circuit de lecture étant généralement en Silicium, une étape appelée l'hybridation est nécessaire pour relier les détecteurs au circuit de lecture. Cette étape est réalisée grâce au dépôt de billes en indium qui font le contact entre le ROIC et le détecteur. Entre la bille d'indium et le détecteur se trouve une

couche contact, déposée sur le détecteur lors de ce qu'on appelle la métallisation. La métallisation est en réalité une des premières étapes après la croissance du détecteur. Les détecteurs sont isolés les uns des autres juste après cette étape par une gravure, qui peut être humide ou sèche. Reste, une fois le composant hybridé, à retirer le substrat sur lequel la croissance du détecteur a été faite. En effet, ce substrat, capable d'absorber une partie des radiations infrarouges, est situé entre le détecteur et le rayonnement incident, contrairement à un mono-élément non hybridé pour lequel le substrat n'est pas du côté du rayonnement incident. Toutes ces étapes sont présentées dans l'ordre chronologique sur la [Figure 2.21](#).

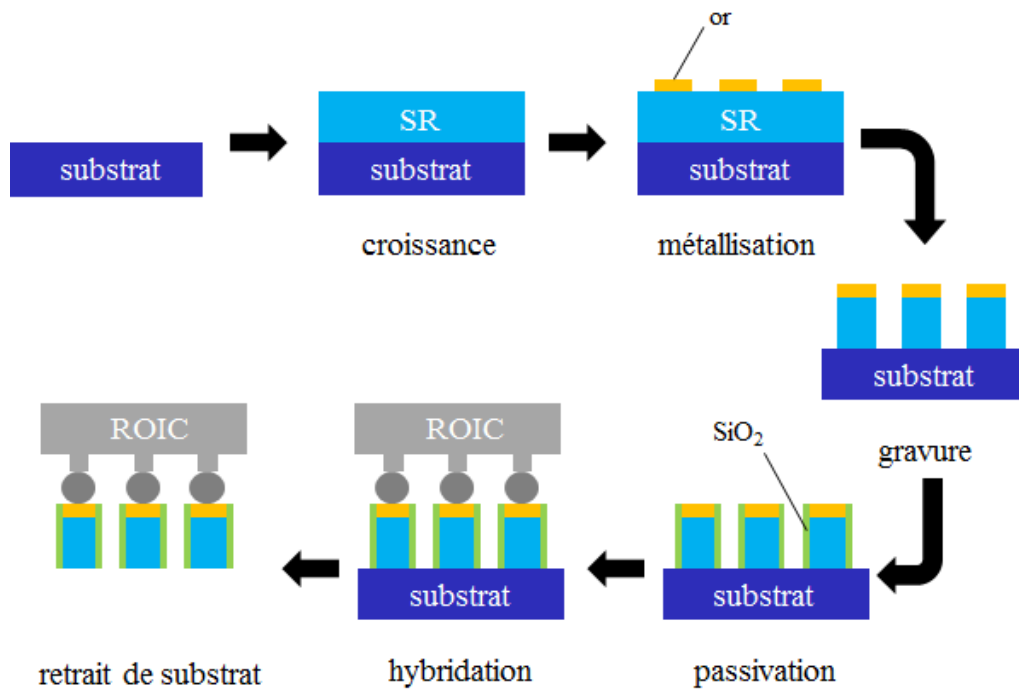


FIGURE 2.21 – Représentation schématique des différentes étapes de la fabrication d'un détecteur matriciel à SR

Les modifications technologiques à apporter pour passer de photodiodes test à une matrice sont décrites en détails dans la thèse de Rachid Taalat [[Taalat, 2013](#)]. En 2013, le consortium cité dans la [Section 1.4.4.1](#) a fabriqué la première matrice française à superréseaux InAs/GaSb MWIR que j'ai donc pu caractériser .

la configuration matricielle impose quelques techniques de caractérisation différentes de celles utilisées pour les mono-éléments, notamment à cause du circuit de lecture.

Il existe deux grands types de circuit de lecture : le CCD et le CMOS. Depuis la fin des années 1990, le CMOS s'est largement imposé pour les matrices de détecteurs infrarouge. Dans la suite de ce manuscrit, le circuit de lecture sera implicitement CMOS.



### 2.2.1 Spécificités liées à la caractérisation d'un composant matriciel

Tout d'abord, la configuration matricielle, du fait qu'on récupère le signal d'une grande quantité de détecteurs à la fois, exige quelques modifications au niveau de l'intégration en cryostat. A la place des fils électriques qu'on utilisait pour la collection du courant des mono-éléments, est utilisée ce qu'on appelle une limande, comme présentée sur la [Figure 2.22](#). Cette limande assure le contact électrique entre l'intérieur et l'extérieur du cryostat. Elle fait donc partie intégrante du circuit de lecture.

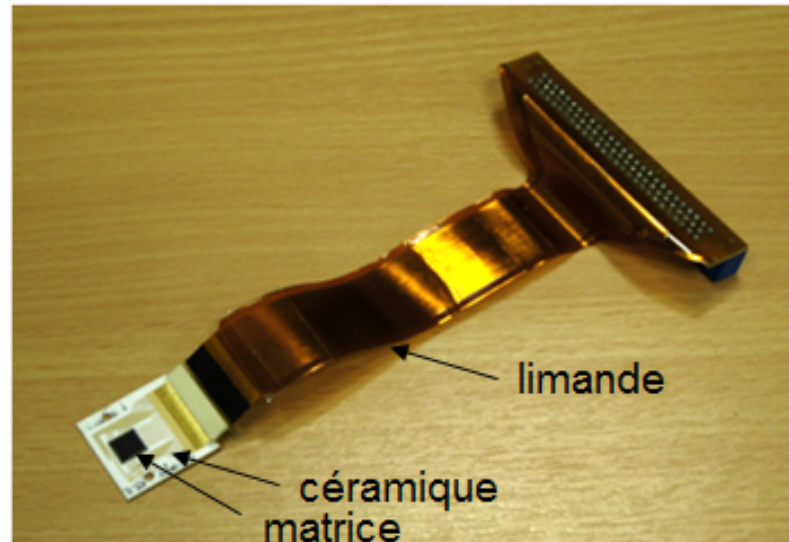


FIGURE 2.22 – Exemple de matrice du CEA/LETI, de technologie HgCdTe (avec circuit de lecture), montée sur une céramique de maintien et sa limande électrique

On peut décomposer le circuit de lecture en trois parties : les étages d'entrée (il y en a autant que de détecteurs), le(s) multiplexeur(s) et l'étage de sortie (il peut aussi y en avoir plusieurs).

Il existe plusieurs types d'étages d'entrée de circuit de lecture. On peut citer par exemple le montage à injection directe, le SFD (Source-Follower per Detector) ou le CTIA (Capacitive TransImpédance Amplifier). Le choix de l'étage d'entrée dépend de la plage de flux visée. L'étage d'entrée utilisé dans cette thèse est un étage à injection directe (DI), adapté à des moyens et forts flux. L'étage d'entrée en injection directe est représenté sur la [Figure 2.23](#). Quel que soit l'étage d'entrée, il a pour principales fonctions :

- la polarisation du détecteur ;
- la conversion courant-charges (par intégration du courant dans un condensateur) ;
- la conversion charges-tension.

La conversion courant tension suit au final la formule suivante :

$$V_{\text{tot}}^{i,j} = \frac{t_i}{C_{\text{int}}} \cdot I_{\text{tot}}^{i,j} \quad (2.21)$$

avec  $V_{\text{tot}}^{i,j}$  la tension de sortie du pixel (i,j),  $I_{\text{tot}}^{i,j}$  le courant total débité par la photodiode (i,j),  $C_{\text{int}}$  la capacité d'intégration du circuit de lecture et  $t_i$  le temps

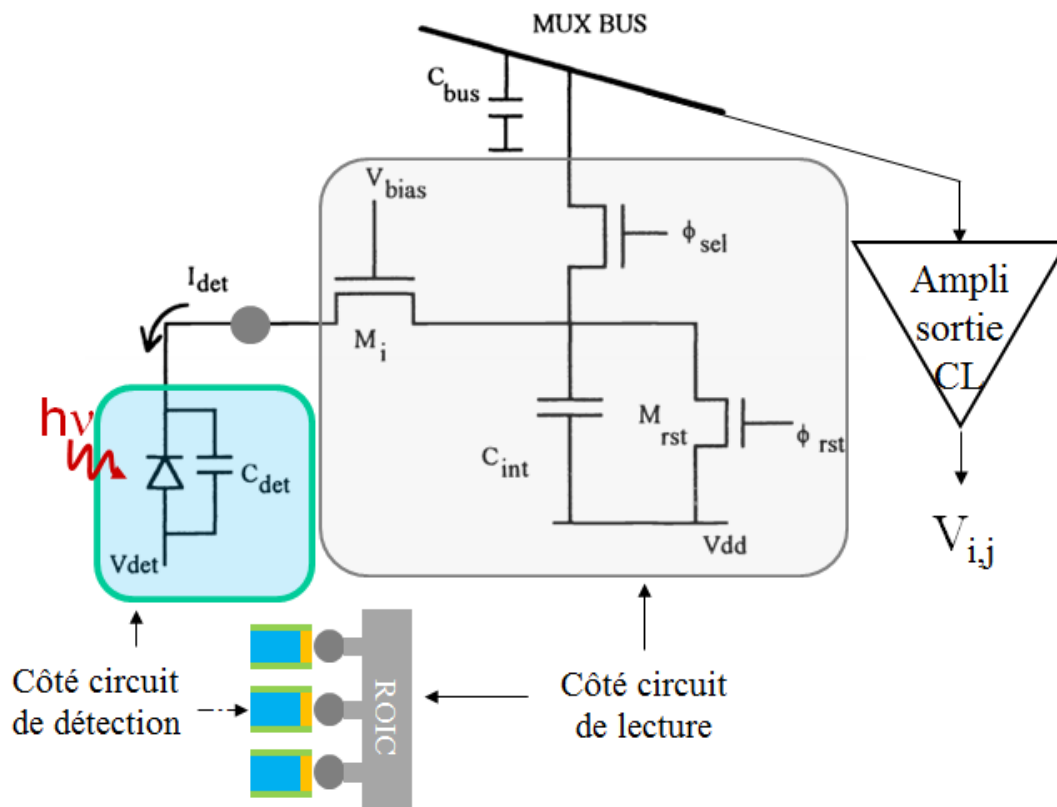


FIGURE 2.23 – Étage d'entrée du circuit de lecture en injection directe pour un pixel dans une matrice. D'après [Fossum et Pain, 1993]

d'intégration (c'est le temps qui correspond au temps de pose en photographie). Lors de la caractérisation, on peut faire varier la tension de polarisation  $V_{pol}$  de la diode, mais on peut aussi faire varier  $t_i$  et parfois  $C_{int}$ .

Ainsi pour une matrice, on ne va pas mesurer un courant en sortie du détecteur mais une tension de sortie. Pour acquérir ensuite une image, cela nécessite des cartes électroniques de pilotage, de traitements (conversion analogique/numérique, etc.), .... Un temps caractéristique d'une caméra est le temps trame, qui correspond au temps qui sépare l'acquisition de deux images. Concrètement, quand on utilise une matrice, on peut distinguer deux phases lors de l'acquisition du signal. Il y a une première phase pendant le temps  $t_i$  où la capacité d'intégration se remplit grâce aux charges débitées par la photodiode. Le temps  $t_i$  est donc limité par la capacité  $C_{int}$  : pour des  $t_i$  importants, la capacité peut saturer. La deuxième phase, qui dure pendant ce qu'on appelle le temps de lecture, correspond au temps pendant lequel la tension de la capacité d'intégration est recopiée sur l'amplificateur de sortie, puis tous les signaux sont traités par l'électronique pour l'enregistrement d'une image. La somme du temps d'intégration et du temps de lecture correspond au temps trame  $t_{trame}$ .

Toute cette électronique de proximité a aussi un bruit propre. Les différents bruits, qu'ils soient spatiaux ou temporels, que rajoute la configuration matricielle seront détaillés plus tard dans la [Section 2.2.4](#).

De plus les transistors de l'étage d'entrée présentent une tension seuil qui fait que, pour récupérer une tension de sortie, le circuit doit être polarisé. La tension de polarisation idéale est celle qui maximise le rapport signal sur bruit en sortie du détecteur.

La [Figure 2.24](#) montre un exemple, pour une matrice de détecteurs infrarouge (ici, il ne s'agit pas de détecteurs à SR, mais d'un exemple pédagogique), de caractéristiques de tension de sortie et de bruit sur cette tension de sortie en fonction de la tension de polarisation. Pour les tensions de polarisation

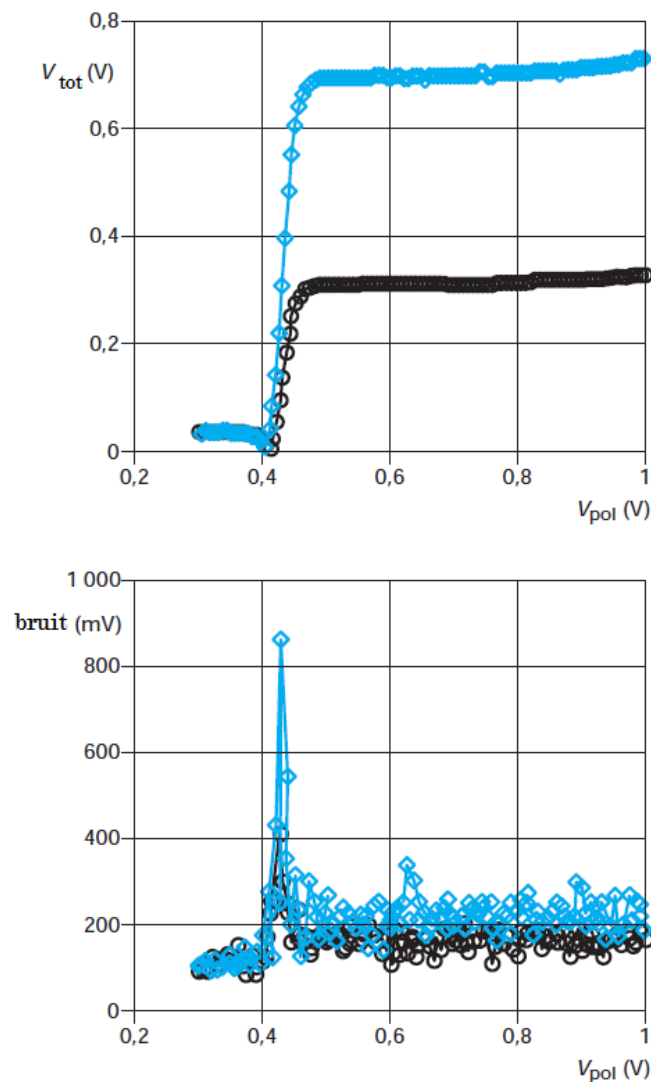


FIGURE 2.24 – Exemple de caractéristiques  $V_{i,j}^{tot}(V_{pol})$  et  $b_{eff}(V_{pol})$  mesurées en sortie d'une matrice pour deux niveaux d'éclairement différents [[Guérineau et al., 2007](#)]

inférieures à 0.4V, on voit que la tension de sortie est indépendante de l'éclairement. La tension de seuil du transistor est donc supérieure à 0.4V. A 0.45V, on observe un pic de bruit, il ne faut donc pas se placer à cette tension de polarisation. Pour les tensions de polarisation supérieures à  $V_{pol} = 0.5$  V, le

bruit en sortie augmente légèrement avec la tension de polarisation. Le meilleur point de fonctionnement de cet exemple se situe donc vers 0.5V. Il est à noter que le point de fonctionnement de chaque matrice dépend de sa température de fonctionnement et du niveau de flux reçu.

La configuration matricielle permet de faire d'autres types de mesures que sur mono-éléments. On peut citer par exemple la mesure de bruit spatial qui permet de voir l'uniformité des pixels à l'intérieur de la matrice. Cela permet aussi de mesurer la fonction de transfert de modulation (FTM).

### 2.2.2 Mesure de Fonction de Transfert de Modulation

La fonction de transfert de modulation (FTM) est le module de la transformée de Fourier de la fonction d'étalement de point (FEP). La fonction d'étalement de point est la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle. Plus concrètement, cette figure de mérite permet de juger de l'aptitude du détecteur à reproduire fidèlement des fréquences spatiales. La FTM permet d'observer quelles fréquences spatiales filtre le détecteur. Il faut bien être conscient que l'optique qui sera utilisée devant la matrice aura aussi sa propre FTM, qui peut parfois limiter la FTM du système global.

Dans le cas idéal, un pixel carré a une FEP qui est une fonction porte de la largeur de la taille du pixel. La FTM est donc le module d'un sinus cardinal qui s'annule pour la première fois à la fréquence  $f_e$ , qui est définie comme l'inverse de la taille pixel. Un exemple de FTM idéale est donné sur la [Figure 2.25](#).

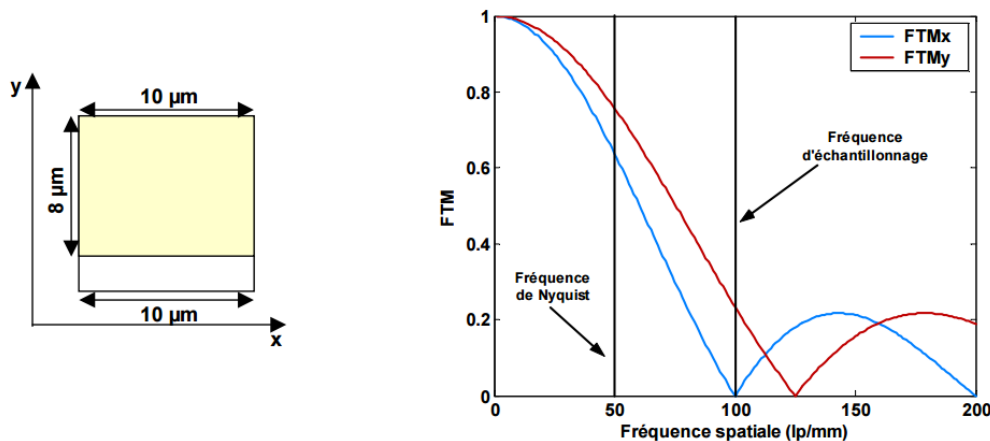


FIGURE 2.25 – Représentation de la FTM idéale en  $x$  et en  $y$  d'un pixel de topologie rectangulaire [Estribeau, 2004]

Il existe plusieurs façons de mesurer la FTM. Parmi ces différentes méthodes, certaines s'intéressent à un seul pixel à la fois (méthodes locales) et d'autres sont dites globales car elles donnent une FTM moyenne sur l'ensemble des pixels de la matrice. La principale méthode locale est le *spot scan* : il s'agit de déplacer un point lumineux sur un seul pixel du détecteur (dans les deux directions de l'espace). Cela permet de déterminer directement la FEP du pixel et donc par transformée de Fourier, on obtient la FTM. Dans les méthodes

globales, on peut citer la méthode du *couteau de Foucault* ou *bord de lame* : il s'agit de mettre une lame légèrement inclinée devant un système de projection pour l'imager sur le détecteur. Sur une ligne (ou une partie de la matrice), on peut alors calculer une FEP moyenne et remonter à la FTM moyenne.

La méthode utilisée dans cette thèse est une méthode globale, développée à l'ONERA. Il s'agit de projeter un motif périodique à haute résolution sur le détecteur, en utilisant un réseau continûment auto-imageant (ou CSIG pour *Continuously Self Imaging Grating*). Le CSIG, illuminé par une onde plane, génère par diffraction un tableau de points lumineux périodique invariant par propagation. Cela permet d'exciter différentes fréquences dans l'espace de Fourier sur le détecteur. Le principal avantage de cette méthode est le fait que la projection est invariante par propagation, ce qui est très utile lorsque le détecteur est intégré dans un cryostat : la distance entre le détecteur et le CSIG n'est donc pas un paramètre critique. Cette méthode complexe a fait l'objet de nombreuses thèses à l'ONERA [de La Barrière, 2012, di Mambro, 2005, Druart, 2009, Guérineau, 1999], elle était donc disponible sur banc lorsque j'ai caractérisé la matrice SR. Le banc de test est d'ailleurs présenté sur la Figure 2.26 : il est composé d'un corps noir (source) et d'un collimateur pour générer une onde plane, diffractée par le CSIG, situé devant le détecteur. Les mesures réalisées dans cette thèse ont été effectuées en collaboration avec Thibault Viale, qui effectue une thèse (2013-2016) pour transformer cette méthode globale en une méthode locale. C'est lui qui a réalisé les traitements d'inversion pour obtenir la FTM.

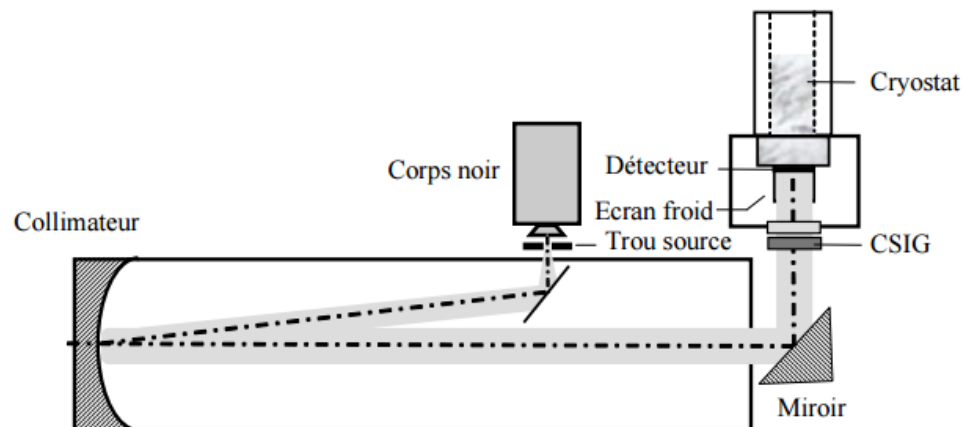


FIGURE 2.26 – Schéma du banc de mesure de la FTM d'une matrice infrarouge refroidie avec un CSIG [de La Barrière, 2012]

Dans cette thèse, la mesure n'a pas été réalisée sur la totalité de la matrice, son uniformité ne le permettant pas. Elle a été réalisée sur une fenêtre, contenant au moins une période du motif diffracté par le CSIG. Cette mesure a surtout été utilisée pour déterminer la taille effective des pixels de la matrice, donnée nécessaire pour la détermination du rendement quantique.

### 2.2.3 Mesure du rendement quantique d'une matrice

La mesure de rendement quantique sur matrices suit les mêmes grandes étapes que sur mono-éléments. Il faut :

- mesurer le rendement quantique normalisé pour chaque pixel ;
- mesurer le courant de chaque pixel lorsque la matrice est exposée à différents niveaux de flux (variation de la température de CN) ;

Après ces deux étapes, on peut extraire le rendement quantique. Ces deux étapes peuvent être réalisées selon n'importe quel ordre.

Pour déterminer le courant photonique, on procède de la même façon que pour les mono-éléments. La différence se situe dans le fait que le circuit de lecture impose de récupérer une tension. Pour déduire le courant débité par la photodiode, il faut utiliser l'Équation 2.21. Il faut donc connaître précisément le temps d'intégration  $t_i$  avec lequel on travaille.

La mesure de rendement quantique normalisé s'effectue aussi avec un FTIR. Pour comprendre la différence lors de l'acquisition de l'interférogramme qu'engendre une configuration matricielle par rapport aux mono-éléments, il est nécessaire de revenir sur le mode d'acquisition de cet interférogramme. Il est le résultat de la variation du courant au cours du temps pendant lequel le miroir mobile de l'interferomètre se déplace. Pour pouvoir restituer un spectre, il faut connaître très précisément la différence de marche induite par les deux miroirs au cours du temps et donc il faut connaître très précisément le déplacement du miroir au cours du temps. Pour cela, le FTIR dispose d'une source Helium-Néon de référence qui envoie une onde monochromatique dans l'interferomètre qui est collectée par une photodiode interne. Cette onde monochromatique génère donc une sinusoïde sur la photodiode interne. A chaque détection d'un maximum ou d'un minimum, le FTIR déclenche une acquisition sur le détecteur sur lequel on travaille (c'est-à-dire soit le détecteur à SR, soit le DTGS). Cela définit une fréquence d'acquisition  $f_{acq}$ , qui est liée à la vitesse de déplacement du miroir. Ces fréquences peuvent varier typiquement entre 1kHz et 10kHz [Guérineau *et al.*, 2007]. Avec une matrice de détecteurs, c'est la fréquence trame  $f_{trame}$  ( $= 1/t_{trame}$ ) qui limite l'acquisition. En effet, la fréquence trame des matrices caractérisées dans cette thèse est typiquement de l'ordre de la centaine de Hertz. Cela signifie que, si on effectue la mesure de cette façon, tous les pixels de la matrice sur une image acquise ne voient pas la même différence de marche. Il faut donc ralentir la vitesse de déplacement du miroir. Pour cela, le FTIR BRÜKER VERTEX propose un mode appelé *step scan* : le déplacement du miroir ne se fait plus de manière continue ; pour chaque acquisition, le miroir est stoppé pendant un certain temps (paramètre ajustable).

Le rendement quantique normé de la matrice caractérisée dans cette thèse a été acquis avec une résolution de  $16\text{cm}^{-1}$ . Le spectre de la matrice contient donc moins de points que les spectres des mono-éléments. Cela est dû au fait que le mode *step scan* augmente considérablement le temps de la mesure.



### 2.2.4 Mesure de bruit dans les matrices

Il faut distinguer dans cette section deux types de bruits : le bruit temporel et le bruit spatial (fixe). Le bruit temporel est une fluctuation d'un signal en fonction du temps pour un pixel donné, alors que le bruit spatial est la fluctuation d'un signal à un temps  $t$  donné en fonction des pixels.

On peut diviser la matrice en deux parties : le circuit de détection et le circuit de lecture. Ces deux circuits sont sources de bruit (temporel et spatial). Les bruits de ces deux sources sont indépendants et se somment donc quadratiquement. Le circuit de lecture transmet le signal à une chaîne de mesure dont on négligera le bruit.

Le bruit temporel du circuit de détection a déjà été traité précédemment, dans la [Section 2.1.3.1](#). Le bruit temporel du circuit de lecture est lié aux différents composants qui le constituent. Tous ces éléments (transistors, capacités,...) génèrent des bruits Johnson et Schottky. Les amplificateurs utilisés ont aussi leur bruit propre. Un bruit couramment repéré dans les composants matriciels est le bruit de Reset (décharge) de la capacité d'intégration. Sa densité spectrale de puissance liée à des fluctuations de tension  $\Gamma_{\text{Reset}}^V$  est :

$$\Gamma_{\text{Reset}}^V = \frac{k_B T}{C_{\text{int}}} \quad (2.22)$$

Ce bruit correspond à la contribution Johnson de l'étage d'entrée du circuit de lecture intégrée par le filtre RC réalisé par la capacité d'intégration.

En mesurant la tension de sortie de plusieurs pixels en fonction du temps, on peut observer les fluctuations que subissent ces signaux. La [Figure 2.27](#) montre l'évolution temporelle de la tension de sortie de neuf pixels différents, pour une matrice de superréseaux InAs-rich. Les pixels 2, 4 et 8 sont des bons exemples de pixels "clignotants", dont la tension est fortement impactée par le bruit télégraphique. Ce type de bruit a déjà été observé dans les transistors, où il est très étudié et est sujet à brevets [[Forbes et Miller, 2013](#)] Ce bruit dans les photodétecteurs est encore le sujet de nombreuses recherches : il est couramment associé à des phénomènes de piégeage [[Martin-Gonthier, 2010](#)]. Les pixels 1, 7 et 9 sont des exemples de pixels très bruités. Les pixels 3, 5 et 6 présentent un comportement standard. Le bruit total temporel de chaque pixel a été mesuré en calculant la variance des tensions de sortie de chaque pixels sur un échantillon de 100 images.

Le bruit spatial est lui dû aux disparités entre les pixels. Il peut être dû à des fluctuations dans :

- le circuit de détection : inhomogénéité sur la surface de la matrice due à une inhomogénéité de la croissance, inhomogénéité de la gravure, inhomogénéité de l'hybridation, ...
- le circuit de lecture : inhomogénéité des transistors, des capacités, des amplificateurs utilisés, ...

Le bruit spatial se corrige (lorsqu'on reste dans des régimes de fonctionnement linéaire des électroniques) en présentant à toute la matrice un flux homogène.



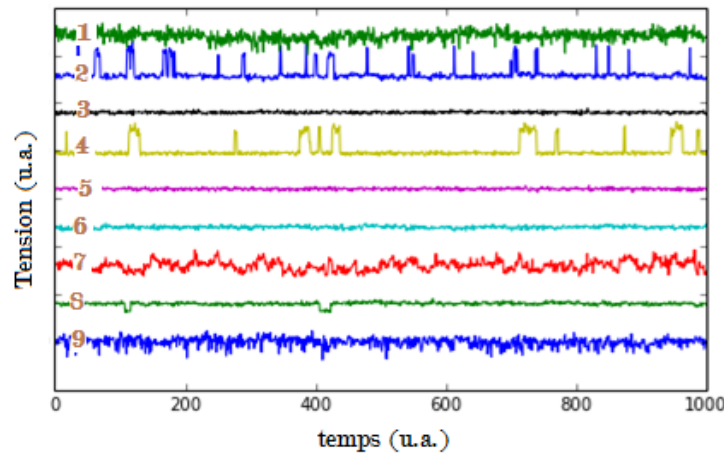


FIGURE 2.27 – Comportement temporel de la tension de 9 pixels différents. Un offset de tension a été mis entre chaque pixel pour pouvoir bien distinguer leur évolution temporelle

Plus précisément on présente un corps noir devant la matrice et on fait la mesure pour deux températures de corps noir différentes, pour établir une correction deux points. Ces corrections sont optimisées pour deux valeurs de flux, donc pour les autres valeurs de flux, un léger bruit persiste : le bruit spatial fixe résiduel. Ces corrections ne sont pas forcément stables dans le temps : il faut refaire la correction au bout d'un temps donné qui dépend du détecteur. Ces fluctuations dans les corrections peuvent être dues par exemple à des effets de cycles thermiques, qui font que la température des composants peut légèrement fluctuer, et ainsi les performances des composants fluctuent.

### 2.3 CARACTÉRISATION D'ÉCHANTILLONS DÉDIÉS : MESURE DE TEMPS DE VIE

Comme expliqué dans la [Section 1.2.4](#) et dans la [Section 1.3.1.2](#), le temps de vie des porteurs minoritaires dans le superréseau InAs/GaSb peut être supérieur à celui des porteurs dans les détecteurs concurrents tels que le HgCdTe ou l'InSb. Dans une même structure, plus le temps de vie est élevé, plus le rendement est important et plus le courant d'obscurité est faible. Il est donc important de le mesurer pour vérifier s'il est bien plus élevé que celui dans le HgCdTe ou l'InSb, d'autant qu'il peut aussi permettre de comprendre certaines limitations de performances. En 2009 [SBIR, 2015], le gouvernement américain a d'ailleurs lancé une action d'envergure en finançant un programme intitulé "Minority carrier lifetime measurements in Strained Layer Superlattices (SLS)".

Dans cette section, après avoir choisi une méthode de détermination des temps de vie, je montrerai le banc de test que j'ai monté pour une mesure de temps de vie pour des échantillons MWIR. Enfin, je détaillerai l'exploitation de cette mesure.

### 2.3.1 Choix de la méthode

Plusieurs méthodes existent pour la mesure du temps de vie des porteurs minoritaires. Je vais séparer ces méthodes en deux catégories : les "directes" et les "indirectes".

Les méthodes indirectes sont des méthodes qui s'appuient sur des modèles pour extraire le temps de vie de la mesure d'un autre paramètre. On peut citer par exemple l'analyse des caractéristiques courant-tension de photodiodes SR à l'obscurité [Pellegrino et DeWames, 2009] : cela consiste à interpoler les courbes  $I(V)$  avec les formules des différentes composantes du courant d'obscurité (courant de diffusion, courant tunnel assisté par piège et bande à bande, et courant G-R), dans lesquelles le temps de vie est un paramètre. Le problème de cette méthode réside dans le fait que la courbe  $I(V)$  dépend de beaucoup d'autres paramètres, notamment de la densité intrinsèque de porteurs  $n_i$ , mal connus dans le superréseau puisque fonction de la période du SR. Une autre méthode indirecte est le courant induit par faisceau d'électrons ou EBIC (en anglais, pour Electron-beam-induced current). Cette méthode a été utilisée pour les superréseaux InAs/GaSb [Li *et al.*, 2004]. C'est une technique de mesure de la longueur de diffusion : on génère des paires électron-trou au moyen du pinceau électronique d'un microscope à balayage électronique et on mesure le déclin du courant photovoltaïque en fonction de la distance séparant le point d'impact d'une jonction drainant les porteurs minoritaires. On extrait ensuite la longueur de diffusion d'un fit avec un modèle (où cette longueur de diffusion n'est pas le seul paramètre). Pour remonter au temps de vie, il faut connaître la mobilité des porteurs dans le superréseau, ce qui n'est pas beaucoup reporté dans la littérature.

Les deux méthodes directes les plus utilisées sont la photoluminescence résolue en temps [Bandara *et al.*, 2011, Connelly *et al.*, 2010, Svensson *et al.*, 2011] et la photoluminescence analysée en fréquence [Anikeev *et al.*, 2003, Donetsk *et al.*, 2002, 2010]. Ces deux méthodes sont basées sur la photoluminescence. On envoie sur le superréseau un signal de pompe avec une énergie supérieure à l'énergie de gap du superréseau. Cela permet à des électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction. Une partie de cette énergie est redistribuée sous forme de photons ayant l'énergie de gap, par désexcitation des électrons : c'est le signal de photoluminescence (PL). C'est l'évolution de ce signal qui est suivie dans ces deux méthodes.

La photoluminescence analysée en fréquence ou OMR (en anglais, pour Optical Modulation Response) propose de moduler le signal de pompe. La Figure 2.28 montre un exemple de banc de test utilisant cette technique. Le signal de pompe est un signal sinusoïdal avec une fréquence  $\omega$  variable. On fait varier cette fréquence  $\omega$  et on mesure le signal de photoluminescence  $I_{PL}(\omega)$  avec une photodiode de collection et une détection synchrone. La durée de vie des porteurs agit sur le signal  $I_{PL}(\omega)$  comme un filtre passe bas. On a l'équation suivante :

$$I_{PL}(\omega) \propto \frac{G_1 \tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}} \quad (2.23)$$

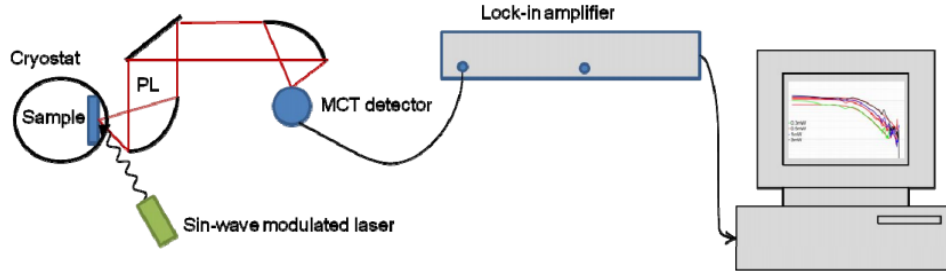


FIGURE 2.28 – Exemple de banc de test de mesure de temps de vie par une technique de photoluminescence résolue en fréquence [Höglund *et al.*, 2013]

avec  $G_1$  le taux de génération de porteurs et  $\tau$  le temps de vie des porteurs minoritaires.

Ce n'est pas cette méthode qui a été retenue dans cette thèse, ayant à ma disponibilité à l'ONERA tous les éléments pour envisager la deuxième méthode : la photoluminescence résolue en temps ou TRPL (en anglais, pour Time-Resolved PhotoLuminescence). Cette méthode, annoncée par Donetsky dès 2002 [Donetsky *et al.*, 2002] et reprise par Connelly en 2010 [Connelly *et al.*, 2010], consiste à exciter avec un pulse très bref ( $\leq 10\text{ns}$ ) le superréseau, et observer la réponse temporelle du signal de photoluminescence grâce à une photodiode de collection. On mesure le courant de cette photodiode en fonction du temps  $I_{PL}(t)$ . On a :

$$I_{PL}(t) = A \cdot \delta n_0^2 \cdot [e^{-2t/\tau} + \frac{p}{\delta n_0} \cdot e^{-t/\tau}] \quad (2.24)$$

avec  $A$  une constante expérimentale, proportionnelle au coefficient de recombinaison radiative,  $\delta n_0$  la quantité initiale de porteurs injectés et  $p$  la densité de trous à l'équilibre. Cette équation considère qu'on a un matériau de type P et que les porteurs minoritaires sont les électrons. Cette équation considère de plus que le temps de vie des électrons est le même que celui des trous.

Pour ces deux techniques de PL, des échantillons spécifiques sont requis pour la mesure. Ces mesures ne sont pas réalisables sur les échantillons testés précédemment, elles demandent des échantillons superréseaux que l'on qualifiera de bruts, c'est-à-dire sans jonction, car la jonction agit comme un réservoir et perturbe la mesure. Le superréseau InAs/GaSb est pris en sandwich entre deux barrières de potentiel en AlAsSb. Ces barrières ont pour but d'éviter les recombinaisons en surface des porteurs minoritaires photogénérés [Connelly *et al.*, 2010]. Les barrières servent à confiner les porteurs. Le matériau de la barrière s'oxydant à l'air, une très fine couche de GaSb est déposée en surface de l'échantillon.

### 2.3.2 Présentation du banc de test

La pompe utilisée est un OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) pulsé (durée de l'impulsion  $\simeq 10\text{ns}$ , à la fréquence de répétition de  $149.8\text{kHz}$ ). La longueur d'onde de pompe utilisée est de  $1.55\mu\text{m}$ . L'échantillon spécifique, décrit

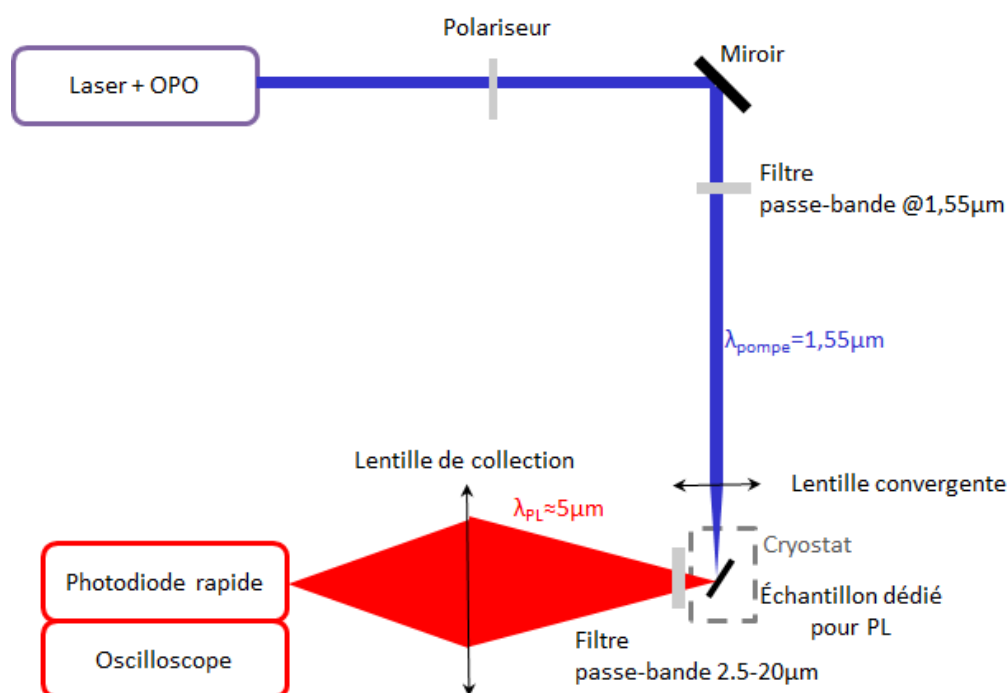


FIGURE 2.29 – Schéma du banc de mesure de temps de vie par une technique de photoluminescence résolue en temps (TRPL)

dans la section précédente, est placé dans un cryostat à circulation : le but est de pouvoir mesurer le temps de vie des porteurs minoritaires en fonction de la température pour voir quelle phénomène (SRH, radiatif, Auger) limite ces temps de vie. La gamme de température explorée est 5K – 300K, c'est donc de l'hélium liquide qui a été utilisé. Un polariseur a été placé entre le laser de pompe et l'échantillon : il permet de faire varier la puissance incidente de pompe sur l'échantillon. De même, une lentille convergente a été placée afin de focaliser le faisceau pompe sur l'échantillon, pour atteindre une meilleure densité de puissance sur l'échantillon. Un filtre passe-bande, centré sur 1.55μm, assure qu'aucune longueur d'onde parasite n'arrive sur l'échantillon. Pour mesurer le signal de PL, une photodiode rapide HgCdTe VIGO PVMI-3TE-8 a été utilisée, avec une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c = 8\mu m$  et un temps de réponse de 4ns. Pour collecter le signal, une lentille est utilisée dans un montage 2f – 2f. Le signal de la photodiode est analysé avec un oscilloscope YOKOGAWA. A la sortie du cryostat, devant la lentille de collection, est disposé un filtre passe bande sur la gamme 2.5μm – 20μm pour s'affranchir de la PL de la couche de protection en GaSb et de tout signal de pompe résiduel. Ce banc est présenté de manière schématique sur la [Figure 2.29](#) et en photo sur la [Figure 2.30](#).

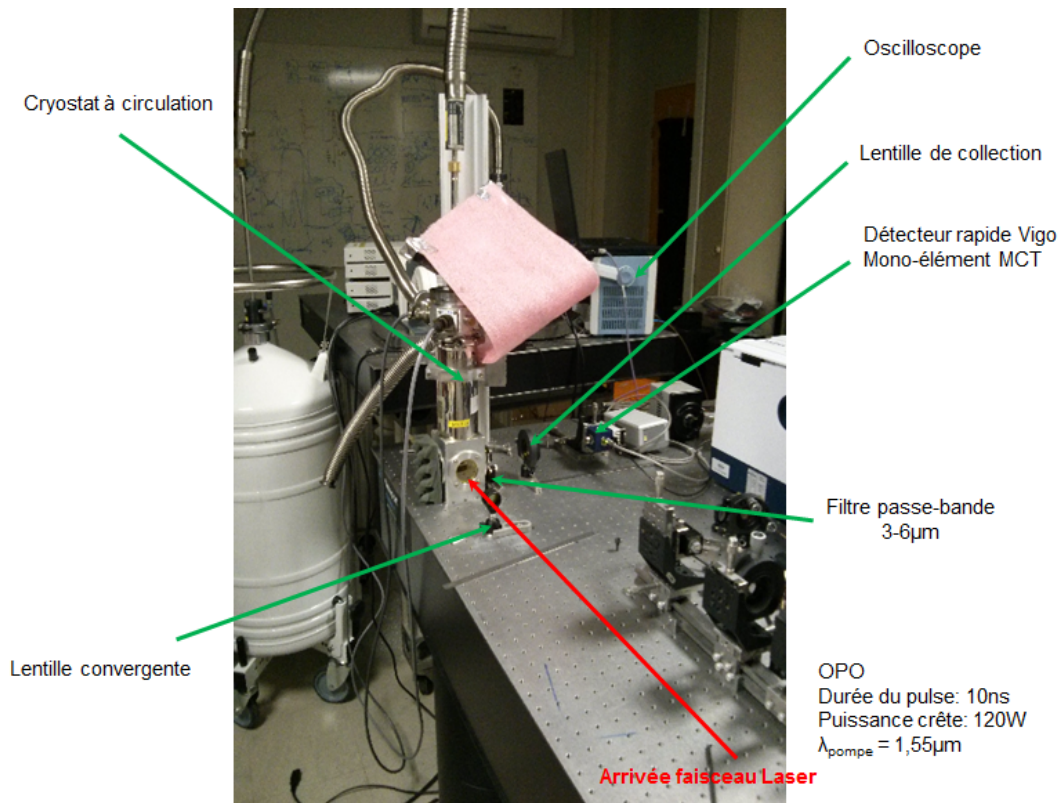


FIGURE 2.30 – Photo du banc de mesure de temps de vie par la technique TRPL

### 2.3.3 Mesure de temps de vie

En mesurant  $I_{PL}(t)$ , on obtient un signal du type de la Figure 2.31. Donestsky, en interpolant ses courbes, trouve une durée de vie des porteurs minoritaires égale à 80ns, pour une température de fonctionnement de 77K.

Pour interpoler ces courbes avec l'Équation 2.24, j'ai d'abord utilisé un algorithme d'estimation au sens des moindres carrés (algorithme Levenberg Marquardt). Mais, suivant l'initialisation des paramètres dans l'Équation 2.24 (notamment A et p), l'algorithme privilégiait soit le terme avec l'exponentielle en  $-2t/\tau$ , soit le terme avec l'exponentielle en  $-t/\tau$ . Pour lever ce problème, j'ai mesuré la densité de puissance du laser arrivant sur l'échantillon. J'ai ainsi calculé  $\delta n_0$ . En fonction de sa valeur, on se trouve soit en forte injection et on peut négliger l'exponentielle en  $-t/\tau$  (et garder juste celle en  $-2t/\tau$ ), soit en faible injection et alors c'est l'inverse.

Pour avoir un intervalle de crédibilité de nos paramètres, et avoir une meilleure idée des incertitudes liées à l'interpolation, j'ai choisi d'utiliser un algorithme d'Hastings Metropolis (approche Bayésienne). De plus toutes les mesures ont été faites pour différentes températures.

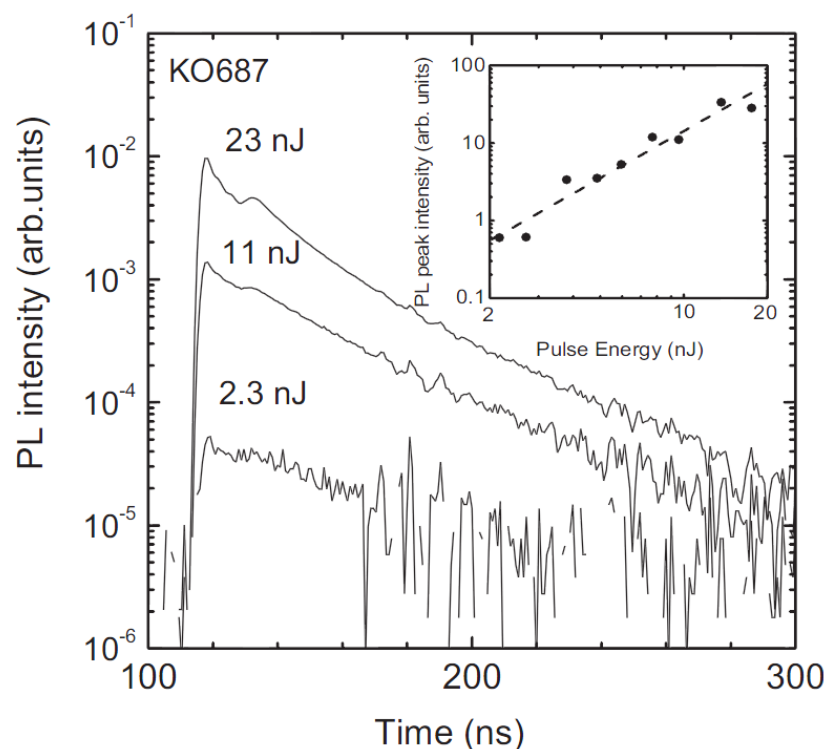


FIGURE 2.31 – Exemple d'intensités de photoluminescence résolue en temps acquises par une méthode de TRPL pour différentes énergies de laser pompe [Donetsky *et al.*, 2009]. L'échantillon étudié, refroidi à 77K, présente une structure MWIR 7/8. Le temps de vie extrait est de 80ns

## 2.4 CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, j'ai présenté plusieurs bancs de test et types de mesures, utiles à la caractérisation des détecteurs à superréseau. Pour certains, il a fallu les adapter aux spécificités du détecteur à superréseau et à son conditionnement, comme par exemple pour la mesure de réponse angulaire. Parfois, ils ont été optimisés, comme c'est par exemple le cas pour la mesure de rendement quantique en utilisant deux types de corps noirs différents. Enfin, il a fallu aussi développer et mettre en œuvre de nouveaux bancs de test, ce qui est le cas de la mesure de temps de vie.

J'ai présenté les 3 types de composants à SR (photodiode, matrice, structure brute) sur lesquels j'ai dû faire des mesures. Tout d'abord, une grosse partie des caractérisations a été réalisée sur des mono-éléments : il s'agit de pixels isolés, utilisant une structure PIN, opérant dans le MWIR. Pour caractériser ces échantillons, on cherche à connaître le rapport signal à bruit de ces détecteurs : pour cela, on mesure le rendement puis le bruit de ces échantillons, après les avoir intégrés dans une enceinte cryogénique. Une mesure complémentaire de réponse angulaire a été menée pour s'assurer qu'aucune règle de sélection ne venait pénaliser l'absorption dans les superréseaux InAs/GaSb.

Pour valider les mesures sur mono-éléments, le même type de mesures doit être aussi mené sur une matrice de détecteurs à superréseaux InAs/GaSb opé-

rant dans le MWIR. La méthode de caractérisation vise aussi à connaître le rapport signal à bruit, comme dans le cas des mono-éléments. Par contre, la mise en œuvre des bancs de test pour mesurer le rendement et le bruit diffère de celle utilisée dans le cas des mono-éléments : cela est principalement dû à la présence d'un circuit de lecture. Tout d'abord, l'intégration au sein même du cryostat diffère du fait du grand nombre de pixels. Puis les techniques de mesures de rendement changent, du fait d'un temps d'intégration (d'acquisition) limité par la capacité d'intégration. Enfin la mesure du bruit doit, par exemple, inclure le bruit induit par le circuit de lecture.

Enfin des échantillons dédiés ont été développés pour la mesure de temps de vie. Ces échantillons sont composés d'un superréseau, pris en sandwich entre deux barrières de potentiel. Le but de cette mesure de temps de vie est de comprendre quel(s) phénomène(s) pénalise(nt) les performances des détecteurs à superréseaux. La durée de vie est donc une donnée importante pour l'orientation d'une filière. La technique de mesure retenue est la photoluminescence résolue en temps (TRPL), car il s'agit d'une méthode dite directe, qui ne nécessite pas la connaissance d'autres paramètres du superréseau (mobilité des porteurs, masse effective,...).





## ANALYSE DES PERFORMANCES POUR L'OPTIMISATION DES DÉTECTEURS À SUPERRÉSEAU INAS/GASB

### Sommaire

3.1	Échantillons étudiés . . . . .	90
3.1.1	Détecteurs en configuration mono-élément . . . . .	90
3.1.2	Détecteur matriciel . . . . .	92
3.1.3	Superréseaux sans jonction . . . . .	94
3.2	Comparaison des 3 structures (InAs-rich / symétrique / GaSb-rich) . . . . .	95
3.2.1	Comparaison du rendement quantique . . . . .	96
3.2.2	Comparaison du bruit . . . . .	99
3.2.3	Comparaison des temps de vie des porteurs minoritaires . . . . .	102
3.3	Comparaison de différentes épaisseurs de ZA pour un InAs-rich . . . . .	108
3.3.1	Analyse du rendement quantique . . . . .	108
3.3.2	Identification du phénomène physique limitant les performances . . . . .	110
3.3.3	Faible longueur de diffusion effective dans l'InAs-rich . . . . .	111
3.3.4	Modélisation pour l'estimation de la longueur de diffusion des trous $L_h$ . . . . .	116
3.3.4.1	Les équations de Hovel . . . . .	116
3.3.4.2	Influence des différents paramètres . . . . .	119
3.4	Proposition de designs optimisés pour s'affranchir de la faible $L_h$ . . . . .	119
3.4.1	Eclairer le détecteur en face "arrière" : exemple de la matrice . . . . .	120
3.4.1.1	Point de fonctionnement de la matrice . . . . .	120
3.4.1.2	Rendement de la matrice . . . . .	121
3.4.2	Changer de porteurs minoritaires . . . . .	126
3.4.2.1	Caractérisation à 77K . . . . .	127
3.4.2.2	Caractérisation pour des températures de fonctionnement supérieures à 77K . . . . .	129
3.5	Conclusion du chapitre . . . . .	134

Le chapitre précédent exposait la méthodologie employée pour la caractérisation des détecteurs infrarouge. Ponctuellement, pour étayer certains protocoles expérimentaux, des résultats obtenus sur les photodétecteurs à SR ont été présentés. Ce chapitre détaille les principaux résultats obtenus durant cette thèse.

En premier lieu, l'influence du design de la période a été étudiée sur le rendement quantique, sur le bruit et sur la durée de vie des porteurs minoritaires. Trois structures ont été testées : une InAs-rich, une symétrique et une GaSb-rich. Puis la structure InAs-rich a été plus particulièrement étudiée, en terme de rendement quantique, en faisant varier l'épaisseur de sa zone active. Cela m'a permis de déterminer la longueur de diffusion des trous dans cette structure. Enfin ce chapitre étudie deux propositions pour optimiser la structure InAs-rich.

### 3.1 ÉCHANTILLONS ÉTUDIÉS

Comme vu au chapitre précédent, les échantillons étudiés diffèrent dans leur réalisation en fonction de ce pourquoi ils sont utilisés. La croissance et les différentes étapes technologiques ont été présentées à la [Section 1.4.4.1](#). Ces étapes ont été réalisées à l'IES. C'est pourquoi, dans cette section, je me focaliserai sur les différences au niveau de la structure de la zone d'absorption, qui existent entre les différents échantillons que j'ai pu tester. Je commencerai par les structures utilisées pour les mono-éléments, puis pour la matrice et je terminerai avec celle utilisée pour les échantillons spécifiques à la mesure de durée de vie des porteurs minoritaires.

#### 3.1.1 Détecteurs en configuration mono-élément

La fabrication des mono-éléments est détaillée dans la thèse de Cyril Cervera [[Cervera, 2011](#)] et dans celle de Rachid Taalat [[Taalat, 2013](#)]. La croissance des détecteurs à superréseau InAs/GaSb en configuration mono-élément se fait par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat GaSb dopé P. La structure pour tous les échantillons mono-éléments consiste en :

- une couche de GaSb dopée au béryllium (dopage de type  $P^+ \sim 1.10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) de 200nm d'épaisseur,
- plusieurs périodes de superréseau InAs/GaSb dopé  $P^+$  (dopage Be  $\sim 1.10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) d'environ 60nm d'épaisseur, de même composition périodique que la zone active,
- une zone active, qui correspond à la zone intrinsèque de la jonction PIN, composée de plusieurs périodes de superréseau InAs/GaSb (composition, épaisseur et dopage variables)
- plusieurs périodes de superréseau InAs/GaSb dopé au tellure (dopage de type  $N^+ \sim 1.10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) d'environ 60nm d'épaisseur, de même composition périodique que la zone active,
- une couche d'InAs (dopage Te  $N^+ \sim 1.10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) de 20nm d'épaisseur.

Cet empilement est résumé sur la [Figure 3.1](#). Une fois la croissance terminée, la première étape consiste à métalliser la face avant (côté InAs dopé au tellure) des pixels. La prise de contact en CrAu se fait par photolithographie : dépôt de résine négative, puis exposition UV à travers un masque, et enfin développeur. Puis les mono-éléments sont délimités avec une méthode de photolithographie. La gravure est humide, à base d'acide citrique et d'eau oxygénée : les pixels obtenus ont une géométrie de mesa circulaire. Les masques utilisés permettent

<b>InAs <math>N^+ = 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}</math> (20nm)</b>
<b>SR <math>N^+</math> (Te) SL (60nm)</b>
<b>zone active SR</b>
<b>SR <math>P^+</math> (Be) SL (60nm)</b>
<b>GaSb <math>P^+ = 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}</math> (200nm)</b>
<b>substrat GaSb dopé P (2")</b>

FIGURE 3.1 – Empilement réalisé pour les photodiodes test

d'avoir des pixels avec un diamètre d'ouverture (en haut du mesa, sans compter la métallisation) variant entre  $20\mu\text{m}$  et  $160\mu\text{m}$ . Dans cette thèse, tous les pixels présentés ont un diamètre de  $160\mu\text{m}$  donc une surface de collection de  $2.10^{-4}\text{cm}^2$ . Puis les flancs des mesas sont passivés par dépôt d'une résine photosensible (AZ1518), qui est ensuite polymérisée pendant deux heures à  $200^\circ\text{C}$ . Reste encore une étape de report des contacts métalliques de la face avant et la métallisation de la face arrière, sous le substrat, par la même méthode que la métallisation de la face avant. Enfin le composant est intégré sur boîtier To-8. C'est le côté substrat qui est posé sur le To-8. L'illumination du composant sera donc dite "face avant" : les photons pénètrent dans la structure par la couche supérieure en InAs.

La différence majeure entre les échantillons se situe au niveau de la zone active. La longueur d'onde de coupure visée de tous les mono-éléments présentés est de  $5\mu\text{m}$  à  $77\text{K}$ .

J'ai d'abord comparé des échantillons avec la même épaisseur de zone active (AZT) mais avec des structures de périodes différentes. Les trois premiers échantillons ont une épaisseur de zone active de  $1\mu\text{m}$ . Ce sont les structures que j'ai déjà défini dans le [Chapitre 1 \(Section 1.4.4.2\)](#). Rappelons ici leur périodicité et dénomination. Le premier (échantillon A) de ces trois échantillons présente une période constituée de 10 MC d'InAs et de 19 MC de GaSb (structure 10/19). Cette structure est dénommée GaSb-rich, car dans chaque période, il y a plus de GaSb que d'InAs. Le deuxième (échantillon B) présente une structure 10/10, dite symétrique, car il y a autant d'InAs que de GaSb dans chaque période du superréseau. Enfin, le troisième (échantillon C) a lui une structure 7/4, qualifiée d'InAs-rich. Comme précisé précédemment, c'est une jonction PIN qui assure la collection : la zone intrinsèque est par définition non intentionnellement dopée (nid).

J'ai ensuite comparé les performances électro-optiques de mono-éléments InAs-rich 7/4 avec différentes épaisseurs de zone active nid. L'échantillon C présentait déjà cette structure avec une épaisseur de zone active  $AZT = 1\mu\text{m}$ .

Les échantillons D et E présentent respectivement une  $AZT_D = 500\text{nm}$  et  $AZT_E = 4\mu\text{m}$ .

Enfin un échantillon F assez similaire à l'échantillon E a été testé. Comme l'échantillon E, l'échantillon F a une période 7/4 et sa zone active a une épaisseur de  $4\mu\text{m}$ . Mais contrairement à l'échantillon E, la zone active de l'échantillon F n'est pas nid : elle est légèrement dopée P. Elle est dopée au Be ( $P = 5.10^{15}\text{cm}^{-3}$ ).

Le [Tableau 3.1](#) récapitule tous les mono-éléments testés. Il précise pour chaque échantillon le design de période choisi et l'épaisseur de la zone active. Ce tableau précise également si la zone active a été volontairement dopée ou non, et si ce n'est pas le cas, quel est son dopage résiduel. Le dopage résiduel a été déterminé par l'IES en interpolant des mesures de capacité en fonction de la tension de polarisation  $C(V)$  [[Christol et al., 2013](#)]. Enfin, ce tableau donne la longueur d'onde de coupure de chaque échantillon pour une température de fonctionnement de  $77\text{K}$ . Cette valeur correspond à la longueur d'onde du maximum du pic de photoluminescence émise par la photodiode suite à un pompage optique. Les mesures de photoluminescence ont été effectuées par l'IES. Ce sont des mesures de routine qui qualifient les structures épitaxiées.

échantillon	Structure [InAs/GaSb]	AZT	Dopage ZA [ $\text{cm}^{-3}$ ]	Résiduel [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$\lambda_c$ [ $\mu\text{m}$ ]
A	10/19 GaSb-rich	$1\mu\text{m}$	nid	$P = 5.5.10^{15}$	5.06
B	10/10 Symétrique	$1\mu\text{m}$	nid	$P = 1.6.10^{15}$	4.98
C	7/4 InAs-rich	$1\mu\text{m}$	nid	$N = 3.10^{15}$	5.10
D	7/4 InAs-rich	$500\text{nm}$	nid	$N = 3.10^{15}$	4.99
E	7/4 InAs-rich	$4\mu\text{m}$	nid	$N = 6.10^{14}$	4.99
F	7/4 InAs-rich	$4\mu\text{m}$	$P = 1.10^{15}$	-	5.06

TABLE 3.1 – Caractéristiques des différents mono-éléments testés durant cette thèse

### 3.1.2 Détecteur matriciel

Les grandes étapes de réalisation de la matrice ont déjà été abordées grâce à la [Figure 2.21](#) de la [Section 2.2](#) au chapitre précédent.

L'empilement choisi pour la matrice réalise aussi une jonction PIN. Il est presque similaire à celui des mono-éléments. Mais contrairement aux mono-éléments, le substrat de GaSb a été retiré. En effet, il absorbe partiellement le rayonnement incident ; il est aussi important d'avoir un circuit de détection pas

trop épais au niveau thermique : le circuit de détection et le circuit de lecture n'étant pas dans les mêmes matériaux, ils n'ont pas les mêmes coefficients de dilatation thermique et du coup, moins les deux circuits sont épais, moins il y a de contraintes sur les billes d'indium qui les relie. De plus la couche en GaSb dopée P est plus épaisse en configuration matricielle qu'en configuration mono-élément : elle a une épaisseur visée de  $1\mu\text{m}$ . Le choix a été fait d'une zone active d'épaisseur égale à  $2\mu\text{m}$ , présentant une structure InAs-rich 7/4 et non intentionnellement dopée. Contrairement à la configuration mono-élément, le contact en or recouvre intégralement la couche supérieure d'InAs, et assure le contact électrique avec le circuit de lecture via la bille d'indium. L'autre contact électrique est pris grâce au substrat. L'empilement est représenté sur la [Figure 3.2](#).

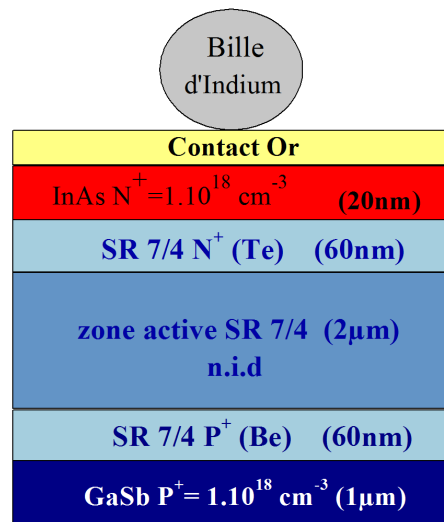


FIGURE 3.2 – Empilement réalisé pour la matrice à superréseau InAs-rich

L'illumination du détecteur ne se fait pas de la même façon que dans la configuration mono-élément. En effet, le côté par lequel les photons arrivent dans un mono-élément est en configuration matricielle du côté du circuit de lecture. L'illumination se fait par la "face arrière", c'est à dire par la couche de GaSb dopée P de  $1\mu\text{m}$  d'épaisseur.

Cette matrice présente un format  $320 \times 256$  pixels au pas de  $30\mu\text{m}$ .

Le [Tableau 3.2](#) récapitule les principales caractéristiques de la matrice. Le dopage résiduel et la longueur d'onde caractéristique (mesure de PL) ont été déterminés à partir de mesures effectuées sur des diodes tests fabriquées en même temps que la matrice.

échantillon	Structure [InAs/GaSb]	AZT	Dopage ZA [ $\text{cm}^{-3}$ ]	Résiduel [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$\lambda_c$ [ $\mu\text{m}$ ]
matrice	7/4 InAs-rich	$2\mu\text{m}$	nid	$N = 7.10^{14}$	4.94

TABLE 3.2 – Caractéristiques de la matrice testée durant cette thèse

### 3.1.3 Superréseaux sans jonction

Comme indiqué dans la [Section 2.3.1](#), la mesure de temps de vie des porteurs minoritaires nécessite l'élaboration d'échantillons spécifiques. La zone active de ces échantillons est prise en sandwich entre deux barrières d'AlSb, de 20nm d'épaisseur chacune. Le tout est surmonté par une couche de protection de 5nm de GaSb car l'AlSb s'oxyde à l'air. Le substrat est en GaSb dopé N. Cet empilement est représenté sur la [Figure 3.3](#). Les échantillons présentés ici ont une dimension d'un quart de wafer.

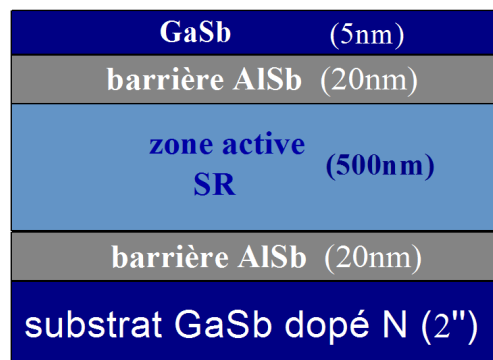


FIGURE 3.3 – Empilement réalisé pour les échantillons dédiés à la mesure de temps de vie

Les composants utilisés lors de la mesure de temps de vie n'ont pas tous été fabriqués par l'IES. Une collaboration établie avec le Center for High Technology Materials (CHTM) de l'Université du Nouveau Mexique a permis de tester des échantillons provenant de leur laboratoire.

Deux échantillons proviennent de l'IES : ils diffèrent entre eux par le design de leur période. Un échantillon possède une zone active GaSb-rich 11/20 (échantillon IES 1) et l'autre une zone active InAs-rich 7/4 (échantillon IES 2). L'échantillon IES 1 présente un maximum du pic de photoluminescence à  $\lambda_c = 4.53\mu\text{m}$  et l'échantillon IES 2 à  $\lambda_c = 4.82\mu\text{m}$ . L'épaisseur optimale, c'est-à-dire l'épaisseur minimale qui permet de collecter le plus de signal de photoluminescence, dépend de la longueur d'onde utilisée pour la photoluminescence et de l'absorption de la structure étudiée à cette longueur d'onde. Ici le choix a été fait d'une épaisseur de zone active de 500nm, qui est légèrement inférieure à cette épaisseur optimale qui se situe entre  $1\mu\text{m}$  et  $1.5\mu\text{m}$  selon la structure. Cette épaisseur de 500nm est suffisante pour collecter du signal de photoluminescence avec la photodiode rapide choisie.

Trois échantillons proviennent du CHTM. Le premier (échantillon CHTM 1) est le seul qui a une épaisseur de zone active différente de 500nm : sa zone active est d'une épaisseur de  $2\mu\text{m}$ . Sa structure est symétrique 8/8. Une autre différence par rapport à tous les autres échantillons utilisés lors des mesures de TRPL est l'épaisseur des barrières qui sont sur cet échantillon de 10nm. L'échantillon CHTM 2 est la copie conforme de l'échantillon IES 2. L'échantillon CHTM



3 est une copie de l'échantillon CHTM (et donc IES) 2 mais, dans la zone active, l'InAs est dopé P ( $5.10^{15}\text{cm}^{-3}$ ).

Les caractéristiques de tous ces échantillons sont présentées dans le [Tableau 3.3](#).

échantillon	Structure [InAs/GaSb]	AZT	Dopage ZA [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$\lambda_c$ [ $\mu\text{m}$ ]
IES 1	11/20 GaSb-rich	500nm	nid	4.53
IES 2	7/4 InAs-rich	500nm	nid	4.82
CHTM 1	8/8 Symétrique	$2\mu\text{m}$	nid	
CHTM 2	7/4 InAs-rich	500nm	nid	
CHTM 3	7/4 InAs-rich	500nm	InAs seul P = $5.10^{15}$	

TABLE 3.3 – Caractéristiques des échantillons de temps de vie testés durant cette thèse

### 3.2 COMPARAISON DES 3 STRUCTURES (INAS-RICH / SYMÉTRIQUE / GASB-RICH)

Comme expliqué dans la [Section 1.4.4.2](#) du [Chapitre 1](#), le superréseau InAs/GaSb présente une grande flexibilité. Dans le MWIR, pour adresser une longueur d'onde de coupure de  $\lambda_c = 5\mu\text{m}$ , il existe plusieurs designs de période. L'IES a comparé en terme de courant d'obscurité trois structures différentes : une GaSb-rich 10/19 (échantillon A), une symétrique 10/10 (échantillon B) et une InAs-rich 7/4 (échantillon C). Cette étude a montré qu'à longueur d'onde de coupure équivalente ( $\lambda_c = 5\mu\text{m}$ ), pour une température de fonctionnement à 77K, c'est la structure InAs-rich qui présente le plus faible courant d'obscurité (cf [Figure 1.31](#)). Ce résultat met tout d'abord en évidence que le courant d'obscurité n'est pas influencé par le nombre d'interfaces. En effet, les échantillons présentant la même épaisseur de zone active ( $1\mu\text{m}$ ), la structure InAs-rich possède la période la plus fine avec un nombre d'interfaces (300 périodes) trois fois plus élevé que la structure GaSb-rich (110 périodes). Des mesures de bruit sous flux devraient confirmer cette remarque.

Ensuite, les raisons pour expliquer les bons résultats en courant d'obscurité de la structure InAs-rich peuvent être déduites de l'expression du courant prépondérant dans la diode à 77K. A cette température, le courant est dominé par la génération-recombinaison des porteurs dont l'expression est proportionnelle à la concentration intrinsèque des porteurs et inversement proportionnel à la durée de vie (cf [Section A.2](#)).

Le  $n_i$  est proportionnel à la masse effective des porteurs. Compte tenu de

la période plus fine de la structure InAs-rich, les porteurs sont délocalisés sur toute la structure (Figure 1.32 du Chapitre 1), forment des minibandes d'énergie et présentent des masses effectives plus faibles que les deux autres structures où les porteurs sont plus confinés (période plus grande). De ce fait le  $n_i$  est plus faible, ce qui peut expliquer en partie le courant d'obscurité plus faible pour l'InAs-rich.

Afin de compléter cette analyse sur le courant d'obscurité, des mesures de durée de vie des porteurs minoritaires, à effectuer sur les 3 types de structures, sont nécessaires.

Enfin, comme on peut le voir sur la Figure 1.32, la structure InAs-rich, compte tenu du couplage des multi-puits quantiques, présente le meilleur recouvrement des fonctions d'onde d'électrons et de trous (overlap). Cette propriété devrait se répercuter sur le rendement quantique des photodiodes. Des mesures de réponses spectrales calibrées doivent donc être réalisées sur les 3 structures pour confirmer ou infirmer cette tendance.

Dans ce qui suit, nous allons comparer les performances des 3 structures (les mono-éléments A, B et C) au travers des résultats expérimentaux de rendements quantiques, de mesures de bruit et de mesures de durée de vie.

### 3.2.1 Comparaison du rendement quantique

La Figure 3.4 montre le rendement quantique en fonction de la longueur d'onde pour les échantillons A, B et C à une tension de polarisation nulle, pour une température de fonctionnement du détecteur de 77K. En premier lieu, on observe sur cette figure que le rendement quantique de la structure InAs-rich (C) est inférieur au rendement de la structure GaSb-rich (A) et à celui de la structure symétrique (B). On remarque aussi que les échantillons A et B ont des rendements quantiques relativement du même ordre sur toute la gamme spectrale.

La forme du rendement quantique des trois structures peut ainsi être commentée. D'après l'Équation 1.3, l'absorption est proportionnelle à la densité d'états dans chaque structure, et, par définition, le rendement quantique est lié à l'absorption. Comme précisé plus haut, le fort couplage qui existe dans la structure InAs-rich permet un déplacement des porteurs de manière quasi-tridimensionnelle (cf. graphe c de la Figure 1.32) : cette structure a donc une densité d'états qui a une forme spectrale analogue à celle d'un matériau massif. La densité d'états de la structure InAs-rich est donc proportionnelle à la racine de l'énergie (donc inversement proportionnelle à la longueur d'onde) : cela explique donc la forme du rendement quantique de l'échantillon C. Pour la structure GaSb-rich (échantillon A), le couplage est très faible : les porteurs ont plutôt un mouvement quasi 2D. Cette structure a donc une densité d'état qui se rapproche d'une densité 2D. On s'attend donc à avoir une réponse spectrale en forme de marches (fonction de Heaviside), qui correspondent aux différentes transitions interbandes. Pour la structure GaSb-rich, la transition la plus faible

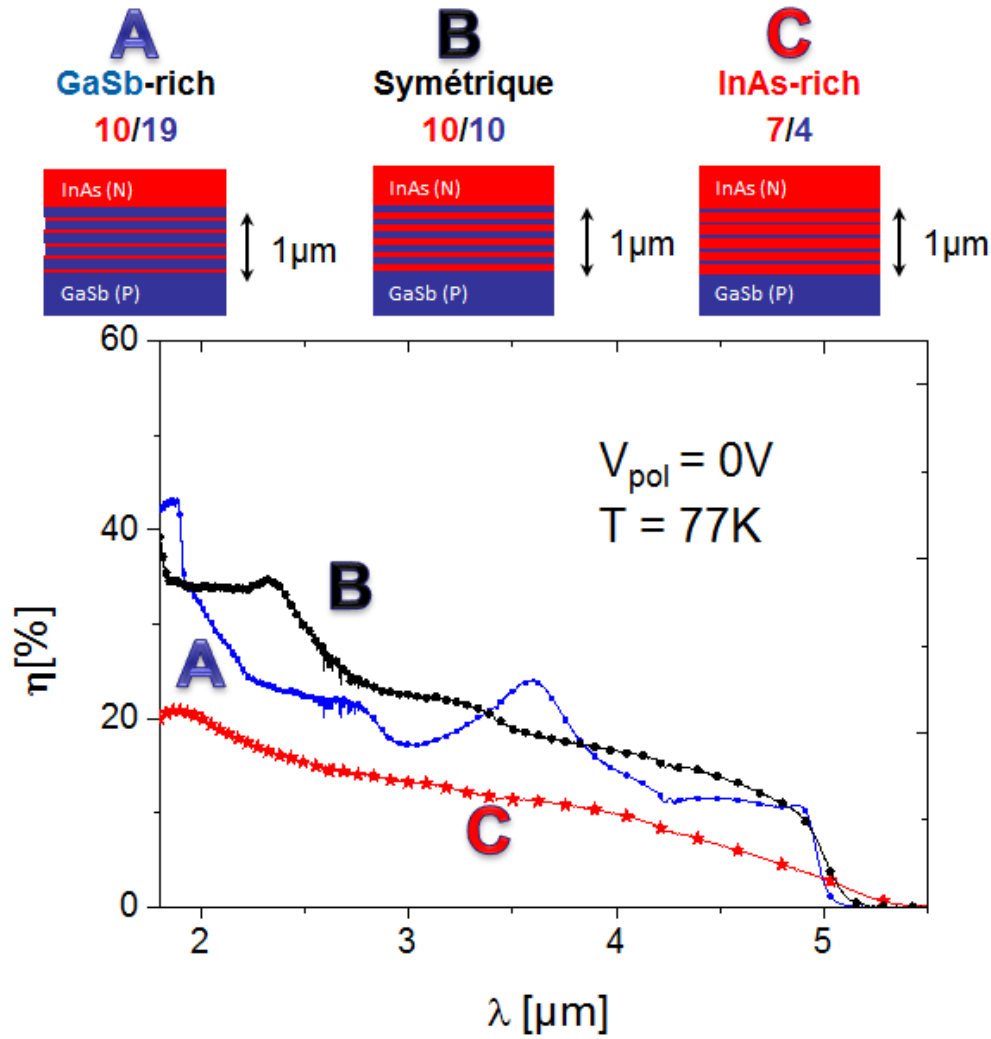


FIGURE 3.4 – Comparaison du rendement spectral de 3 superréseaux de designs de période différents à  $V_{pol} = 0V$  et  $T_{fonctionnement} = 77K$

en énergie (le gap) s'effectue entre C<sub>1</sub> (bande de conduction la plus basse en énergie) et VH<sub>1</sub> (bande de valence pour les trous lourds la plus haute en énergie). Julien Imbert a montré lors de sa thèse que le "pic" qu'on observe dans le rendement quantique spectral de l'échantillon A à  $\lambda = 3.6\mu m$  est en réalité la deuxième "marche" qui correspond à la transition C<sub>1</sub>-VH<sub>2</sub>. Enfin, la structure symétrique présente un comportement qui est un mélange de InAs-rich et de GaSb-rich.

Les valeurs de rendement quantique pour les trois structures peuvent sembler relativement faibles par rapport à l'état de l'art : le rendement maximum de l'échantillon A vaut 40%, tout comme celui de l'échantillon B ; l'échantillon C a lui un rendement maximal de 20%. Cela est principalement dû à la faible épaisseur de la zone active (1  $\mu m$  d'épaisseur) : tous les 70% du rayonnement incident qui pénètrent dans la structure (30% du rayonnement incident est réfléchi à la surface air-InAs à cause de la différence d'indice) ne sont pas entièrement absorbés. De plus les photons ne font qu'un simple passage dans la structure.

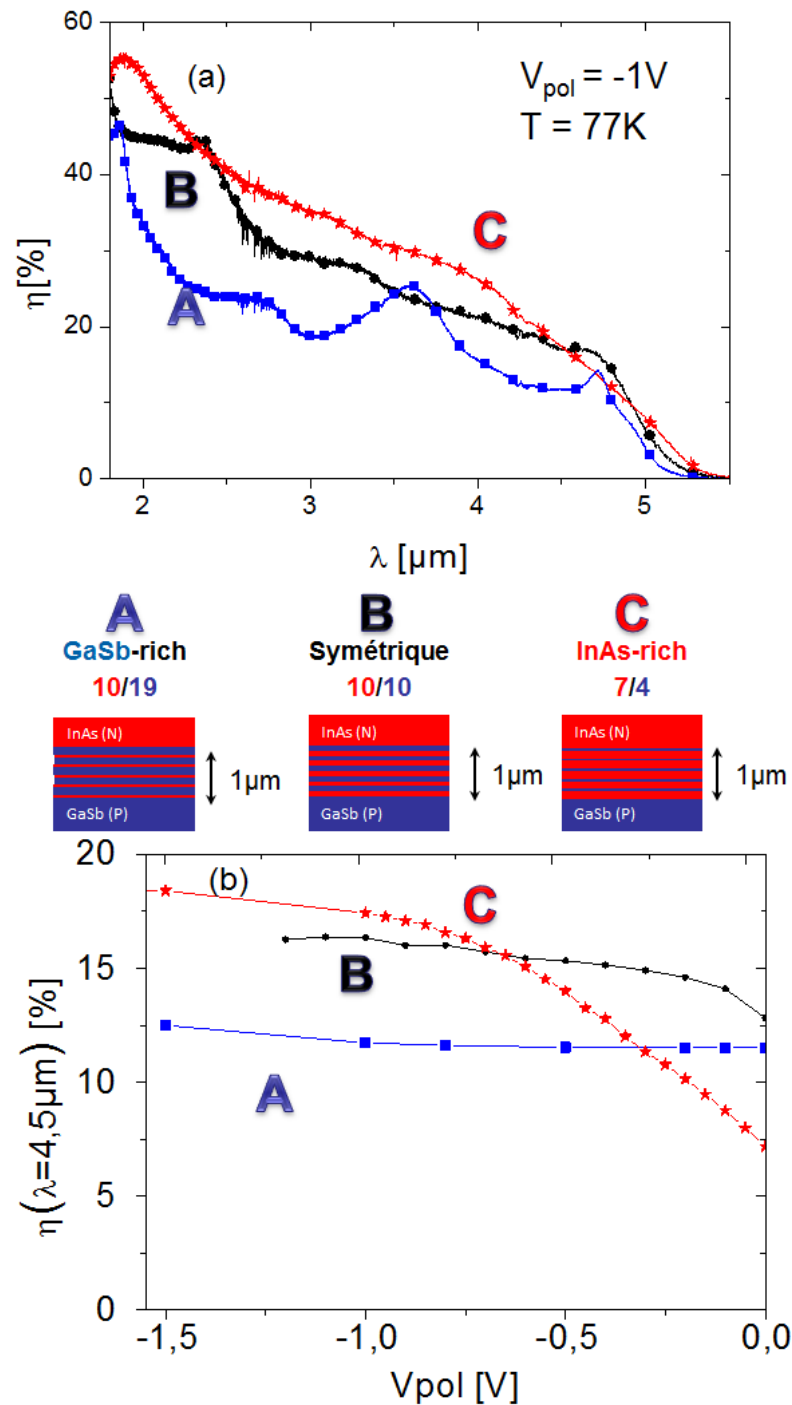


FIGURE 3.5 – (a) Comparaison du rendement spectral de 3 superréseaux de designs de période différents à  $V_{\text{pol}} = -1\text{V}$  et  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ . (b) Comparaison du rendement à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  de 3 superréseaux de designs de période différents en fonction de la tension de polarisation appliquée aux bornes de la jonction à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$

Le fait que le rendement quantique à 0V de l'InAs-rich soit globalement inférieur sur tout le spectre à celui des deux autres structures est paradoxal par rapport à ce qui a été annoncé dans la [Section 1.4.4.2](#), vis-à-vis du recouvrement

des fonctions d'ondes. En effet pour des structures ayant une même épaisseur de zone active (ici  $1\mu\text{m}$ ), comme l'absorption est plus importante dans la structure InAs-rich que dans les deux autres structures, le rendement quantique devrait être supérieur. Pour compléter mes mesures, j'ai fait varier la tension de polarisation appliquée aux bornes des détecteurs, en restant à une température de fonctionnement de  $77\text{K}$ . La Figure 3.5 (b) montre le rendement quantique à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  (environ 90% de la longueur d'onde de coupure) des trois précédents échantillons en fonction de la tension de polarisation appliquée aux structures. La structure GaSb-rich a un rendement quantique indépendant de la tension de polarisation. La structure InAs-rich a un rendement quantique qui augmente avec la tension de polarisation inverse, entre  $0\text{V}$  et  $-1\text{V}$ . Pour les tensions de polarisation inverses supérieures à  $-1\text{V}$ , le rendement "sature". La structure Symétrique a un rendement quantique qui augmente très légèrement entre  $0\text{V}$  et  $-0.2\text{V}$  puis est constant pour les autres tensions négatives.

A partir de  $-0.7\text{V}$ , c'est le détecteur InAs-rich qui a le meilleur rendement à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  à  $77\text{K}$ . La Figure 3.5 (a), qui montre le rendement quantique spectral des 3 structures à  $V_{\text{pol}} = -1\text{V}$  et  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ , confirme que pour les tensions de polarisation élevées en inverse, la structure InAs-rich a un meilleur rendement quantique sur la majeure partie du spectre. Sur cette figure, on voit aussi que la réponse spectrale de la structure GaSb-rich est légèrement différente au niveau de  $\lambda = 5\mu\text{m}$ . La coupure qui était très nette à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  présente à  $V_{\text{pol}} = -1\text{V}$  une pente plus douce, qui est la traduction d'un effet Stark confiné quantiquement. En polarisation, le couplage des puits s'améliore, et se traduit par une densité d'état quasi 3D, proche du gap.

La structure InAs-rich est donc intéressante en terme de rendement quantique mais un phénomène semble la pénaliser à faible tension de polarisation (inverse).

### 3.2.2 Comparaison du bruit

Ces trois structures ont aussi été étudiées en terme de bruit. Pour chaque structure, la densité spectrale de courant a été mesurée, à plusieurs tensions de polarisation. Le choix a été de faire les mesures sous flux, c'est-à-dire que le détecteur reçoit des photons en provenance d'un corps noir, pour se rapprocher des conditions d'utilisation classique du détecteur.

La Figure 3.6 montre un exemple de spectres pour les trois structures obtenus avec le banc de test présenté Section 2.1.3.2. Ces trois spectres ont été mesurés alors que chaque photodiode était à une température de  $77\text{K}$  et qu'une tension de  $-0.1\text{V}$  était appliquée à ses bornes. Les mesures ont été réalisées alors que chaque détecteur recevait le flux d'un corps noir opérant à une température de  $60^\circ\text{C}$ . Les détecteurs étaient ouverts à  $f/3$ . On voit pour les trois structures les trois régimes décrit dans la Section 2.1.3.3 : à basse fréquence, il y a la contribution du bruit en  $1/f$  qui prédomine, puis c'est un bruit blanc, somme quadratique de la contribution Johnson et Schottky et enfin, à partir de  $7\text{kHz}$ , le signal chute à cause de la coupure de l'amplificateur.

Les valeurs de la densité spectrale de courant, au niveau où la somme qua-

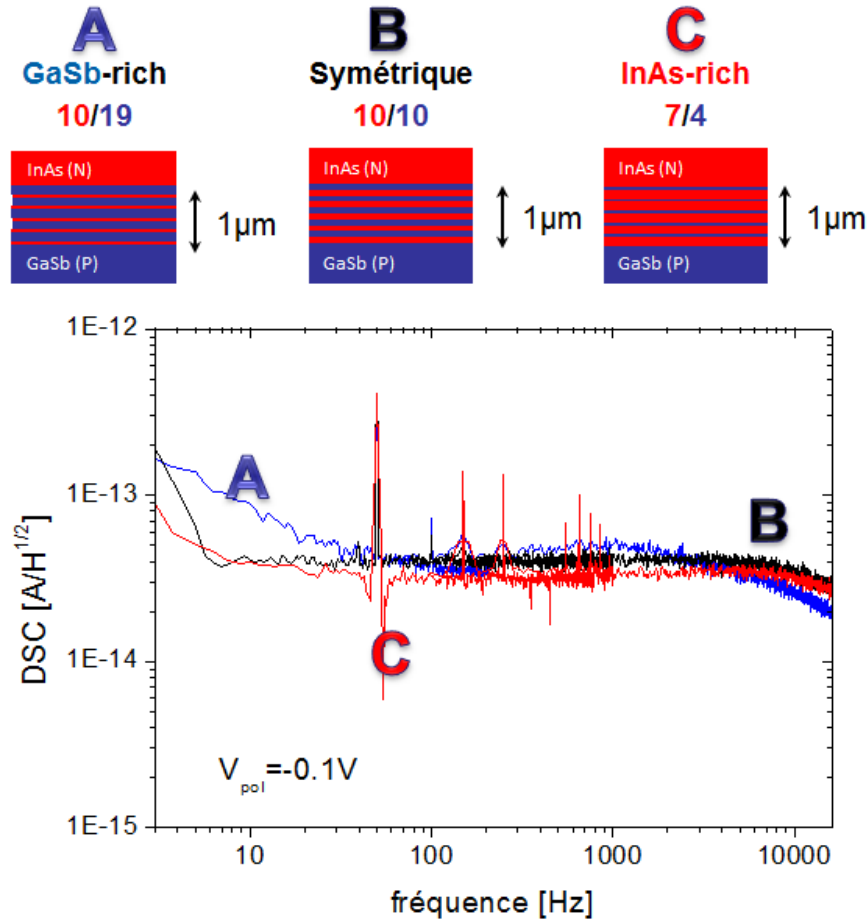


FIGURE 3.6 – Comparaison des spectres de bruit de 3 superréseaux de designs de période différents à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$  et  $V_{\text{pol}} = -0.1\text{V}$ . Ces mesures sont réalisées sous flux, devant un corps noir à  $T_{\text{CN}} = 60^\circ\text{C}$

dratique des contributions Schottky et Johnson prédomine (là où le bruit est blanc), sont du même ordre de grandeur pour les trois échantillons. Par contre les contributions du bruit en  $1/f$  ne sont pas les mêmes. Elle est plus importante pour l'échantillon GaSb-rich : elle y prédomine jusqu'à 40Hz. C'est pour l'échantillon InAs-rich qu'elle est la plus faible. La contribution du  $1/f$  pour l'échantillon symétrique est légèrement supérieure à celle de l'InAs-rich mais inférieure à celle du GaSb-rich. La plus mauvaise contribution en  $1/f$  correspond à la structure qui a le moins d'interfaces. Donc cela confirme le fait qu'il n'y a pas d'influence du nombre d'interfaces sur les performances en terme de bruit, comme cela a déjà été démontré en terme de courant d'obscurité.

La Figure 3.7 montre le rapport du bruit total sur le bruit Schottky théorique en fonction de la tension de polarisation, pour les trois structures A, B et C, à une température de fonctionnement de 77K. Le bruit total a été obtenu par intégration de la densité de spectrale de courant sur la bande  $\Delta f = [100\text{Hz} - 300\text{Hz}]$ . Le bruit Schottky théorique est obtenu par :

$$b_{\text{Schottky théorique}} = \sqrt{2qI_{\text{total}}\Delta f} \quad (3.1)$$

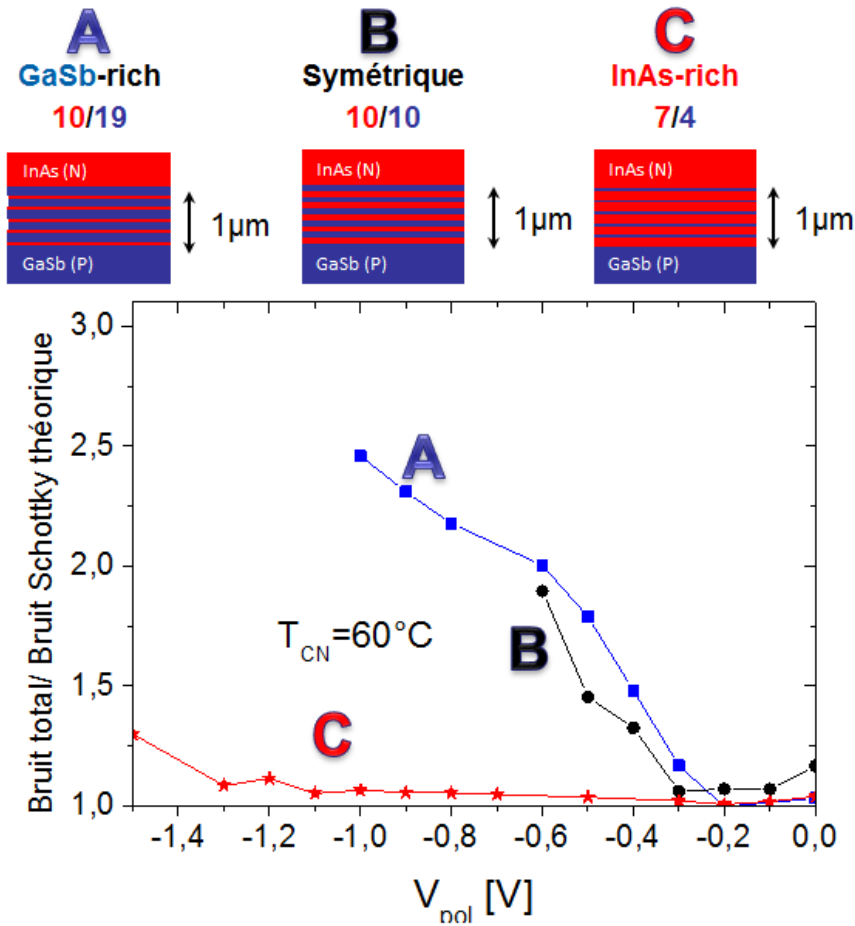


FIGURE 3.7 – Comparaison du rapport Bruit total sur bruit Schottky théorique de 3 superréseaux de designs de période différents en fonction de la tension de polarisation appliquée aux bornes de la jonction à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ . Ces mesures sont réalisées sous flux, devant un corps noir à  $T_{\text{CN}} = 60^\circ\text{C}$

avec  $q$  la charge élémentaire et  $I_{\text{total}}$  le courant total débité par la photodiode. Ces mesures ont été effectuées alors que les détecteurs recevaient le flux d'un corps noir à  $T_{\text{CN}} = 60^\circ\text{C}$ . Sur cette figure, on voit que pour les trois échantillons le rapport présenté vaut plus que 1 : à 0V, cela est dû au fait que c'est la contribution Johnson qui prédomine légèrement. On observe que l'échantillon InAs-rich est celui qui suit le mieux la limite Schottky en fonction de la tension de polarisation. Les échantillons Symétrique et GaSb-rich présentent un excès de bruit à partir de  $-0.2\text{V}$ . Cet excès est en partie dû à une augmentation de la contribution  $1/f$  dans la bande  $[100\text{Hz} - 300\text{Hz}]$ .

En terme de bruit, la structure InAs-rich est donc plus performante que les deux autres structures. Reste donc à optimiser son rendement quantique (cf [Section 3.4](#)). Le  $D^*$  de ces trois structures n'est volontairement pas présenté dans cette section, bien que le rendement et le bruit aient été déterminés. En effet, le bruit a été mesuré alors que le détecteur captait le flux d'un corps noir à  $60^\circ\text{C}$ . Or très souvent, le  $D^*$  est déterminé à partir d'un bruit calculé soit alors que le détecteur est dans l'obscurité, soit alors que le détecteur voit un corps noir à température ambiante ( $300\text{K}$ ), en considérant dans les deux cas que la contribution Schottky prédomine. Dans notre cas, comme la température de corps noir



est égale à 333K, le détecteur reçoit plus de flux que si le CN était à 300K, il a donc un courant photonique plus important et donc un bruit Schottky plus fort, ce qui pénalise le  $D^*$ , et le rend incomparable à la littérature.

### 3.2.3 Comparaison des temps de vie des porteurs minoritaires

L'influence du design de la période sur la durée de vie des porteurs minoritaires a aussi été étudiée, mais pas sur les mêmes structures. En effet, la mesure de durée de vie exige l'élaboration d'échantillons spécifiques (Figure 3.3). L'IES a réalisé deux échantillons, un GaSb-rich (IES 1) et un InAs-rich (IES 2). La structure symétrique a déjà été largement étudiée dans la littérature.

La Figure 3.8 montre les temps de vie des deux structures en fonction de

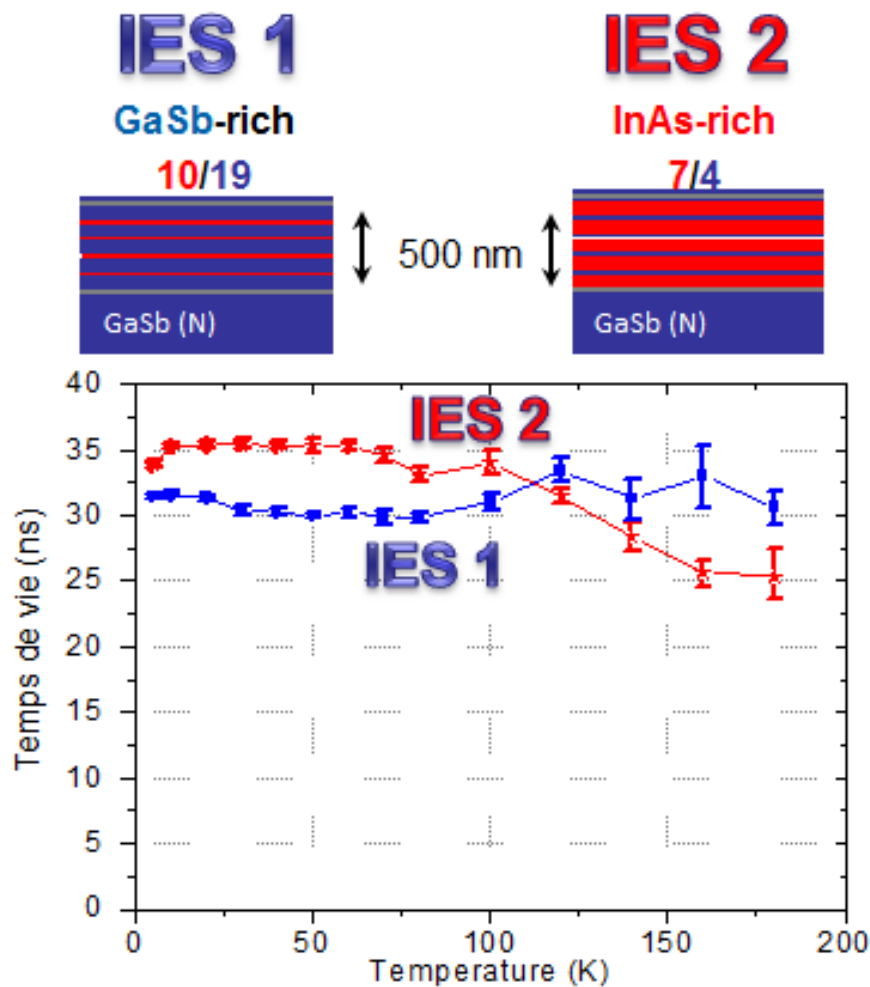


FIGURE 3.8 – Comparaison de la durée de vie des porteurs minoritaires, pour les deux structures GaSb-rich et InAs-rich, en fonction de la température de ces structures.

leur température de fonctionnement. Toutes les barres d'erreur présentées dans cette section correspondent à l'erreur que l'on peut faire en extrayant le temps de vie par l'interpolation des courbes de décroissance de la photoluminescence. Elles sont estimées grâce à l'algorithme d'Hasting Metropolis. Cette erreur est

donc inférieure à l'erreur totale sur la mesure. La mesure a été effectuée pour une densité de porteurs injectée à  $t = 0$ ,  $\delta n_0$ , de  $7.10^{17} \text{cm}^{-3}$ . Cette densité a été évaluée par l'équation suivante :

$$\delta n_0 = \frac{P \cdot (1 - e^{-\alpha d}) \cdot (1 - R)}{d \cdot A \cdot E \cdot r} \quad (3.2)$$

où  $P$  est la puissance moyenne envoyée sur l'échantillon,  $\alpha$  est le coefficient d'absorption à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  (la longueur d'onde d'émission du laser) de la structure, prise égale à  $8000 \text{cm}^{-1}$ ,  $d$  est l'épaisseur de la structure SR,  $R$  est le coefficient de réflexion à l'interface air/structure, pris ici égal à 0.3,  $E$  est l'énergie des photons incidents,  $A$  ( $= 1 \text{mm} \times 1 \text{mm}$ ) est la surface du faisceau laser sur l'échantillon et  $r$  ( $= 149.8 \text{kHz}$ ) est le taux de répétition du laser pulsé. Les mesures sont donc en régime de haute injection, car la densité initiale est supérieure au dopage résiduel.

Les structures GaSb-rich et InAs-rich ont des durées de vie des porteurs minoritaires comparables, de l'ordre de 30ns. Pour la structure InAs-rich, on observe un palier où la durée de vie est constante par rapport à la température, entre 5K et 110K, puis le temps de vie décroît : cette décroissance laisse penser à une limitation du temps de vie par un mécanisme SRH. En effet, le temps de vie limité par un mécanisme SRH varie en fonction de  $1/\sqrt{T}$  [Hall, 1959]. La durée de vie de la structure GaSb-rich est constante avec la température.

Les durées de vie obtenues ici sont bien inférieures à certaines valeurs qu'on peut trouver dans la littérature pour un superréseau MWIR, de l'ordre de 80ns à 77K [Murray *et al.*, 2014, Svensson *et al.*, 2010]. Il s'agit cependant de valeurs maximales, il est aussi possible de trouver des valeurs de l'ordre de 40ns [Klein *et al.*, 2014].

Deux possibilités peuvent expliquer les résultats surprenants de la [Figure 3.8](#) : soit il existe un problème avec les échantillons (une mauvaise croissance, ...), soit il existe un problème dans le banc de test.

On pourrait, par exemple, imaginer que le pulse laser chauffe l'échantillon à une certaine température. Cela expliquerait le fait que les deux échantillons présentent des temps de vie de porteurs minoritaires relativement constants pour les basses températures, jusqu'à 100K. Pour vérifier le fait que la durée de vie des porteurs dans la structure InAs-rich soit constante en fonction de la température jusqu'à 110K n'est pas lié à un problème de chauffage de l'échantillon par le pulse laser, j'ai fait varier la puissance moyenne incidente arrivant sur l'échantillon. Pour cela, j'ai utilisé un polariseur. Cette influence est montrée sur la [Figure 3.9](#). On y voit que la durée de vie ne dépend pas de la puissance incidente à 50K. Il n'y a donc pas de problème d'échauffement lié au pulse laser.

Pour valider mon banc de test dans son ensemble, j'ai fait appel à l'équipe du CHTM qui réalise le même type de structures à SR et qui mesure aussi leurs durées de vie [Klein *et al.*, 2014]. Le CHTM m'a envoyé un échantillon dont il avait mesuré le temps de vie : il s'agit d'une structure symétrique 8/8 (échantillon CHTM 1) avec une épaisseur de  $2 \mu\text{m}$ , soit 4 fois plus épais que les échantillons présentés ci-dessus.

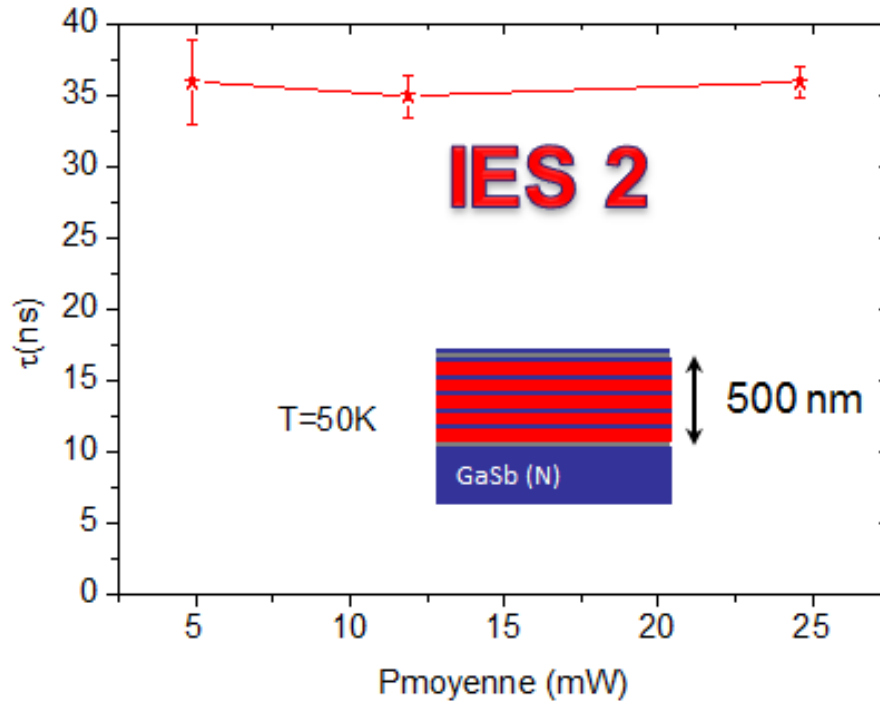


FIGURE 3.9 – Évolution de la durée de vie des porteurs en fonction de la puissance moyenne du laser injectée dans la structure InAs-rich 7/4 pour une température de fonctionnement de 50K

La Figure 3.10 (a) montre le signal brut de PL en fonction du temps, obtenu à l'ONERA, pour différentes températures de fonctionnement. A partir de ces données, j'ai extrait les temps de vie. La Figure 3.10 (b) montre la comparaison entre la durée de vie que j'ai déterminée et celle déterminée au CHTM par Brianna Klein. Je trouve une valeur de durée de vie bien supérieure à celle déterminée au CHTM, notamment à basse température. Cette différence peut être due soit à une différence sur le banc de test, soit à une différence dans la méthode d'extraction numérique.

On peut identifier une première différence, sur le banc de test. La puissance laser utilisée n'est pas la même, ce qui implique que l'injection utilisée n'est pas la même non plus. L'échantillon CHTM 1 étant plus épais, l'injection que j'utilise dans ce cas est légèrement plus faible qu'avec les deux échantillons de l'IES. Ici  $\delta n_0$  vaut  $4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$  : la mesure est quand même réalisée à l'ONERA en régime de forte injection. La mesure au CHTM a été réalisée pour deux régimes d'injection : en faible injection, avec des  $\delta n_0$  variant entre  $2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  et  $2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ , et en forte injection avec  $\delta n_0 = 7 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ . La forte injection définie par le CHTM est inférieure à l'injection utilisée à l'ONERA. Pour vraiment comparer les données, il faudrait faire la mesure au même  $\delta n_0$ . Pour diminuer le  $\delta n_0$ , il faut diminuer la puissance laser, mais cela implique une baisse du signal de photoluminescence, et ainsi le rapport signal sur bruit chute dans la

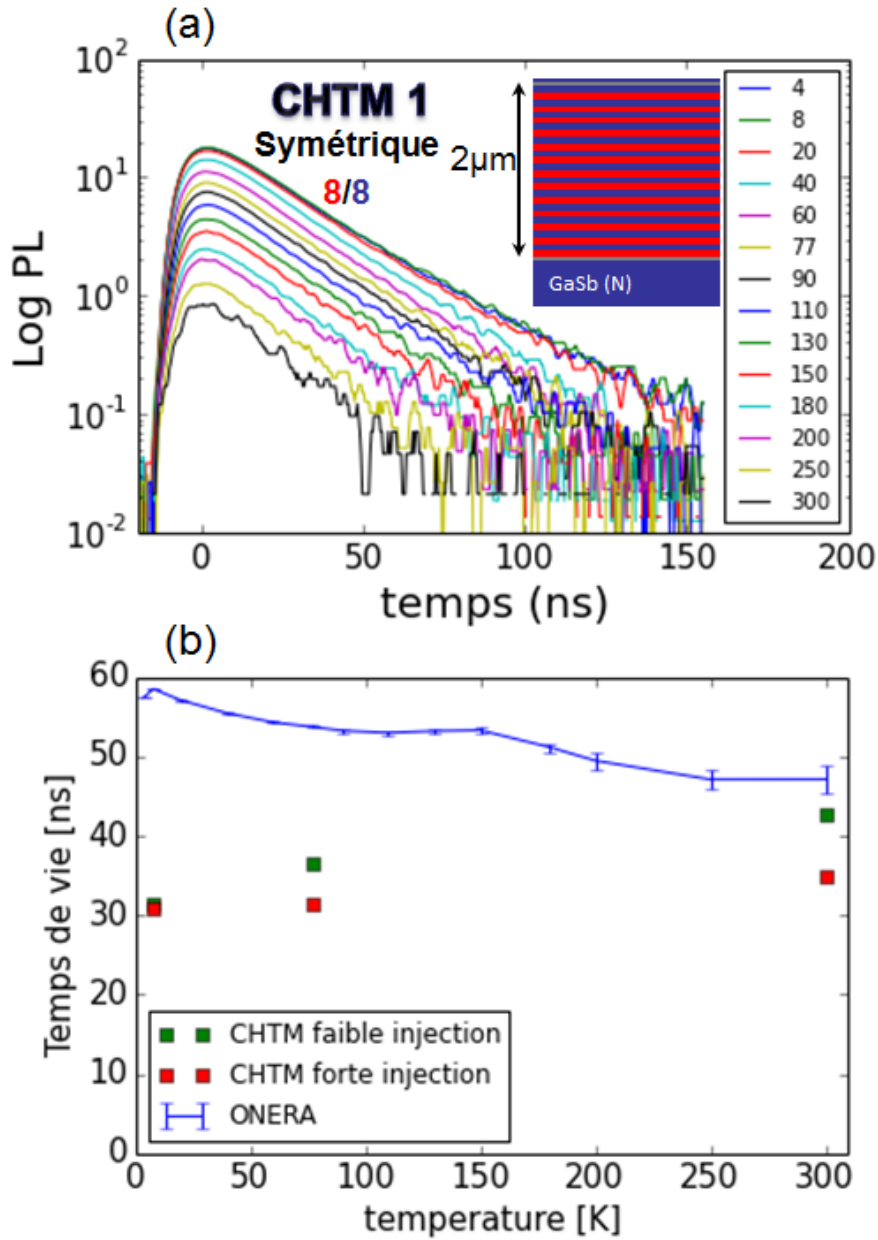


FIGURE 3.10 – Pour une structure symétrique 8/8 : (a) évolution du signal de photoluminescence acquis à l'ONERA au cours du temps pour différentes températures (de 4K à 300K) (b) temps de vie des porteurs en fonction de la température mesurée à l'ONERA et au CHTM

photodiode de collection. Il faudrait donc changer la photodiode de collection que j'utilise pour pouvoir se mettre dans la même gamme d'injection que le CHTM. Mais cela n'explique pas un tel écart sur les temps de vie des porteurs minoritaires entre le CHTM et l'ONERA.

Il s'avère que dans la publication dans laquelle Brianna Klein a communiqué ces résultats, elle explique qu'elle utilise volontairement pour extraire les temps de vie la formule suivante :  $I_{PL}(t) = I_{PL,t=0} \cdot e^{-t/\tau}$  avec les notations de l'Équation 2.24. Elle a utilisé cette équation, pour pouvoir comparer les temps de vie de différents échantillons entre eux, qui n'avaient pas le même

comportement en fonction de l'augmentation de puissance incidente. Cette équation fait par rapport à l'Équation 2.24 l'hypothèse d'une faible injection, or elle a été utilisée même à forte injection par le CHTM. Les valeurs des durées de vie des porteurs minoritaires signalées par les carrés rouges sur la Figure 3.10 (b) devraient donc être multipliées par deux, car, en forte injection, c'est l'exponentielle en  $-2t/\tau$  qui prédomine (cf. Section 2.3.3). Ainsi les durées de vie corrigées du CHTM en forte injection seraient de l'ordre de 62ns à 8K, 63ns à 77K et 70ns à 300K. A basse température, les résultats sont alors comparables avec ceux obtenus à l'ONERA. A 77K, la différence entre le temps de vie mesuré par l'ONERA et celui mesuré par le CHTM (en forte injection) est de 4ns, soit un temps égal au temps de réponse de la photodiode utilisée. L'accord peut donc être à nouveau considéré comme satisfaisant. A 300K, la différence est de 20ns. Il est tout de même étonnant que la durée de vie pour le CHTM augmente avec la température de fonctionnement : dans le cas où le temps de vie des porteurs minoritaires est limité par la contribution SRH, la durée de vie est sensée évoluer en  $1/\sqrt{T}$ . Le fait que les temps de vie mesurés à l'ONERA décroissent avec l'augmentation de la température est plus en accord avec une limitation SRH, ce qui est conforme à ce qui est attendu dans les superréseaux InAs/GaSb : les recombinaisons Auger sont négligeables. De plus, les barres d'erreurs du CHTM ne sont pas données. Il reste toujours la différence de  $\delta n_0$  entre les deux bancs de test (ONERA et CHTM). La puissance laser arrivant sur l'échantillon est beaucoup plus importante dans mon cas. Une densité plus importante fait qu'on génère aussi une grande quantité de porteurs, ce qui fait qu'il n'y a plus vraiment de majoritaires et de minoritaires dans la structure. Une étude plus approfondie en faisant varier la puissance laser incidente sur cet échantillon serait donc intéressante. Mais, comme déjà signalé précédemment, diminuer la puissance laser incidente diminue aussi le signal utile reçu par la photodiode de collection. Cela diminue le rapport signal sur bruit et l'extraction numérique d'une durée de vie devient donc compliquée. Une piste à envisager est de changer de photodiode de collection.

Même si certains points doivent encore être éclaircis avec le CHTM (notamment par rapport au dépouillement des données), nous pouvons considérer que la comparaison des mesures réalisées à l'ONERA et au CHTM sur l'échantillon CHTM 1 valide mon banc de test.

Le CHTM m'a aussi fourni l'échantillon jumeau de l'échantillon IES 2 : il s'agit de l'échantillon CHTM 2. Ces deux échantillons ont un superréseau InAs-rich 7/4 avec une épaisseur de 500nm. Grâce au CHTM, j'ai aussi pu tester l'influence du dopage P de l'InAs dans une structure InAs-rich (échantillon CHTM 3). La durée de vie de ces trois dernières structures (IES 2, CHTM 2 et CHTM 3) sont comparées en fonction de la température sur la Figure 3.11.

Sur cette figure, on voit que les deux échantillons jumeaux présentent bien la même durée de vie, sauf que l'échantillon du CHTM n'a pas une durée de vie qui plafonne à 35ns à basse température. Pour l'échantillon du CHTM, la durée de vie est toujours décroissante avec la température. Cela confirme donc l'analyse précédente sur le fait que le pulse laser n'échauffe pas la structure. Il

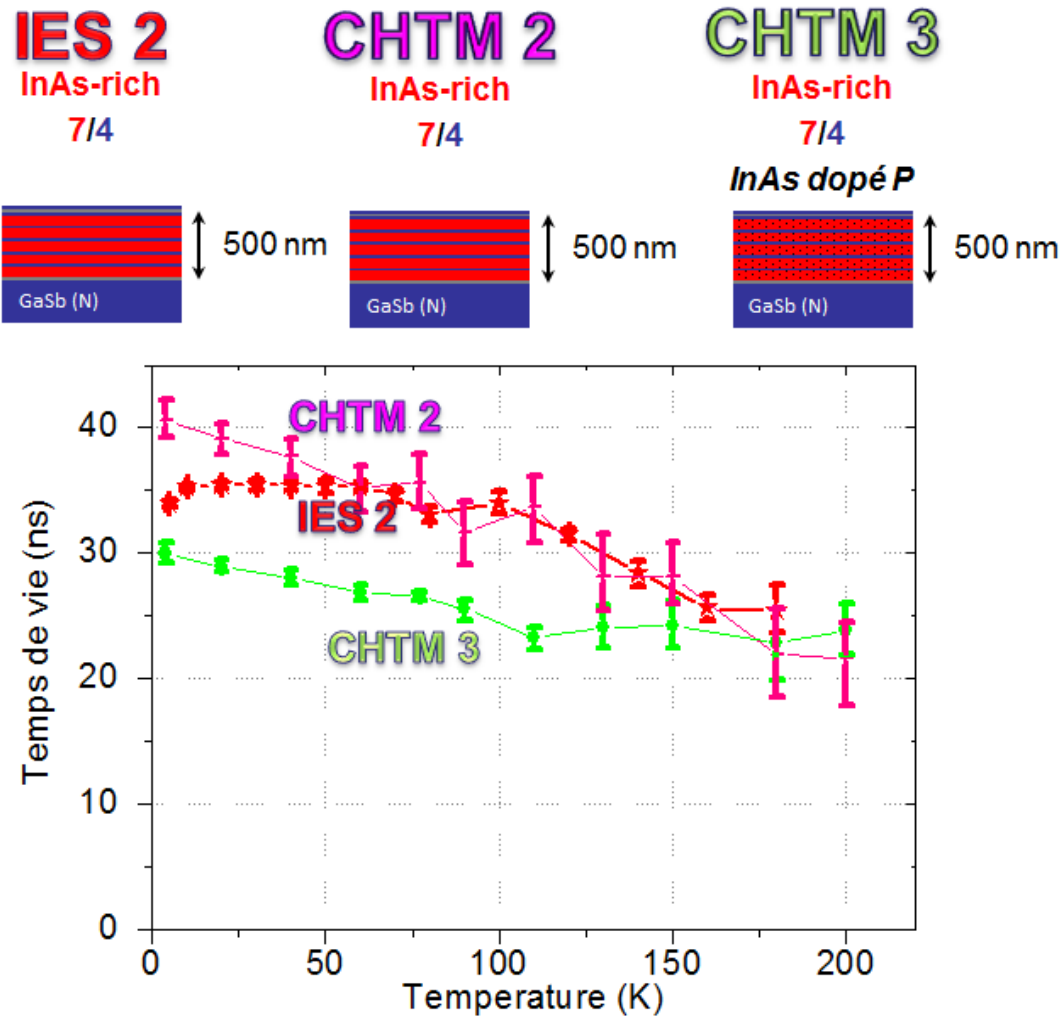


FIGURE 3.11 – Temps de vie des porteurs minoritaires en fonction de la température; mesures faites à l'ONERA pour 3 structures InAs-rich 7/4

doit donc y avoir un phénomène qui pénalise à basse température la structure de l'IES, du type activation d'un niveau de piège dépendant de la température.

On constate aussi que le dopage P de l'InAs vient pénaliser la durée de vie de la structure. Cela est en accord avec des résultats publiés par le CHTM [Klein *et al.*, 2014], ou par d'autres équipes [Yang *et al.*, 2003], où les structures intentionnellement dopées ont des temps de vie de porteurs minoritaires légèrement plus courts. Il faut tout de même noter que ces durées de vie de porteurs minoritaires sont toutes du même ordre de grandeur.

Il est, en l'état actuel des choses, difficile de tirer des conclusions définitives de ces mesures de temps de vie, qui ont été réalisées en fin de thèse. Ce qu'on peut noter toutefois, c'est que les valeurs trouvées sont bien inférieures à celles qui ont déjà été obtenues par d'autres équipes, notamment aux Etats-Unis. Dans tous les cas, la valeur obtenue dans cette thèse est inférieure à la durée de



vie des porteurs minoritaires dans le HgCdTe et dans l'InSb. Le temps de vie des porteurs minoritaires, limité par le SRH, dans l'HgCdTe est supérieur à  $5\mu\text{s}$  [Kinch, 2000]. Le temps de vie, limité par le mécanisme SRH, dans l'InSb est de l'ordre de  $300\text{ns}$  à  $77\text{K}$  [Abautret *et al.*, 2013, Jost *et al.*, 1986].

Le faible temps de vie dans les détecteurs à SR InAs/GaSb n'est pas pour autant un paramètre qui condamne la filière. Une faible durée de vie des porteurs minoritaires pénalise le courant d'obscurité : plus la durée de vie est faible, plus les composantes G-R et de diffusion sont élevées, comme le montrent les équations de l'Annexe A. Mais elle peut être compensée par d'autres facteurs. En augmentant le dopage de la zone active, la composante de diffusion du courant d'obscurité est réduite, car elle est inversement proportionnelle à ce dopage (cf Équation A.1 de l'Annexe A). De même, augmenter le dopage de la zone active diminue la largeur de la zone de charge d'espace et donc diminue la contribution G-R. Il y a tout de même un compromis à trouver sur la valeur de dopage pour ne pas trop augmenter la composante tunnel du courant d'obscurité.

### 3.3 COMPARAISON DE DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS DE ZONE ACTIVE POUR UNE STRUCTURE INAS-RICH

Cette section a pour objectif d'étudier plus en détails la structure InAs-rich, notamment en faisant varier l'épaisseur de la zone active du détecteur. Cette étude a pour but de déterminer quel phénomène pénalise le rendement quantique de cette structure (cf résultats de la section précédente 3.2.1).

#### 3.3.1 Analyse du rendement quantique

Pour investiguer le ou les phénomènes qui pénalisent le rendement quantique de la structure InAs-rich, j'ai étudié l'influence de l'épaisseur de la zone active (AZT) sur le rendement quantique. Pour cela, l'IES m'a fourni des échantillons InAs-rich 7/4 avec différentes AZT :  $500\text{nm}$ ,  $1\mu\text{m}$  et  $4\mu\text{m}$ .

La Figure 3.12 montre le rendement quantique en fonction de la longueur d'onde de ces trois structures InAs-rich avec différentes AZT, pour une température de fonctionnement de  $77\text{K}$ , à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . Globalement, sur tout le spectre, l'échantillon qui présente le plus faible rendement quantique est celui qui présente la zone active la plus épaisse. C'est contraire à ce qu'on peut légitimement attendre : la zone active la plus épaisse absorbe plus de photons que les deux autres et doit donc avoir un meilleur rendement quantique. Ici, c'est l'inverse, c'est la structure la plus fine qui a globalement le meilleur rendement.

On remarque toutefois que pour les plus hautes longueurs d'ondes, entre  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  et  $\lambda = 5\mu\text{m}$ , les rendements quantiques des trois échantillons InAs-rich sont quasiment égaux. Celui de l'échantillon C (AZT =  $1\mu\text{m}$ ) est légèrement supérieur car sa longueur d'onde de coupure est légèrement plus élevée que les deux autres échantillons. C'est surtout aux basses longueurs d'onde, entre  $\lambda = 2\mu\text{m}$  et  $\lambda = 3\mu\text{m}$ , que la différence entre les rendements quantiques est conséquente : dans cette gamme de longueurs d'onde, plus l'épaisseur de zone



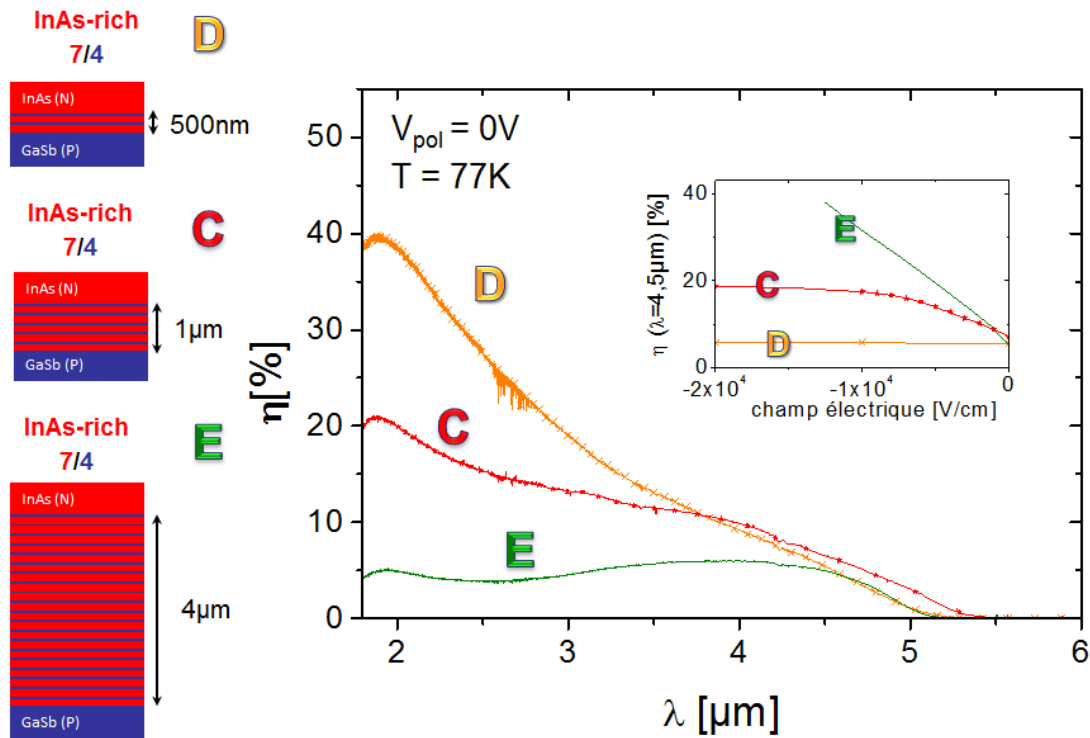


FIGURE 3.12 – Comparaison du rendement spectral de 3 superréseaux InAs-rich d'épaisseurs de zone active différentes à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  et  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ . En encart : comparaison du rendement à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  de 3 superréseaux InAs-rich d'épaisseurs de zone active différentes en fonction de la tension de polarisation appliquée aux bornes de la jonction à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$

active est faible, plus grand est le rendement quantique.

Pour comprendre le comportement en rendement quantique de ces structures, j'ai polarisé les photodiodes afin de vérifier si l'ajout d'un champ électrique, appliqué à toute la structure, améliore les rendements quantiques mesurés. En encart de la Figure 3.12 est présenté le rendement quantique de ces trois échantillons en fonction du champ électrique appliqué à la structure pour  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$ . J'ai défini ce champ comme la tension de polarisation appliquée aux bornes de la photodiode divisée par l'épaisseur de la zone active. On est obligé pour comparer ces structures d'utiliser un tel "champ" car ces trois échantillons présentent des épaisseurs de zone active différentes et donc la tension appliquée aux bornes de la photodiode n'a pas le même effet électrique. On y voit que l'échantillon D ( $AZT = 500\text{nm}$ ) a un rendement quantique constant avec la tension de polarisation inverse (tensions négatives). Comme le montrait déjà la Figure 3.5, l'échantillon C ( $AZT = 1\mu\text{m}$ ) a un rendement quantique à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  qui augmente avec la tension de polarisation inverse jusqu'à  $V_{\text{pol}} = -1\text{V}$  (ou un champ de  $10^4\text{V/cm}$ ) puis est constant pour les tensions inférieures à  $-1\text{V}$ . Pour la structure la plus épaisse ( $4\mu\text{m}$ ), le rendement semble augmenter linéairement avec la tension de polarisation inverse. A  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$ , dès que les structures sont légèrement polarisées en inverse, c'est l'échantillon E avec la zone active la plus épaisse qui a le meilleur rendement à  $77\text{K}$ .

Le phénomène qui pénalise le rendement quantique de la structure InAs-rich semble diminuer lorsqu'on applique une tension de polarisation inverse aux bornes de la photodiode.

### 3.3.2 Identification du phénomène physique limitant les performances

Pour comprendre ce qui pénalise le rendement quantique dans la structure InAs-rich, il faut revenir aux mécanismes qui interviennent dans la création du courant photonique. La formation de ce courant se fait en deux étapes : Il y a d'abord l'absorption de photons qui génère des paires électrons/trous, puis il y a une phase de collection de ces porteurs.

Un problème d'absorption dans la structure InAs-rich a été écarté en observant la forme spectrale du rendement quantique en fonction de la tension de polarisation. La Figure 3.13 compare la forme spectrale du rendement quantique (normalisé) pour l'échantillon C à trois valeurs de tension de polarisation différentes. On observe sur ces figures que la forme spectrale du rendement quantique normalisé est indépendante de la tension de polarisation appliquée en inverse. Les légères différences qui existent entre les trois courbes sont inférieures à l'incertitude de mesure liée à l'utilisation du FTIR.

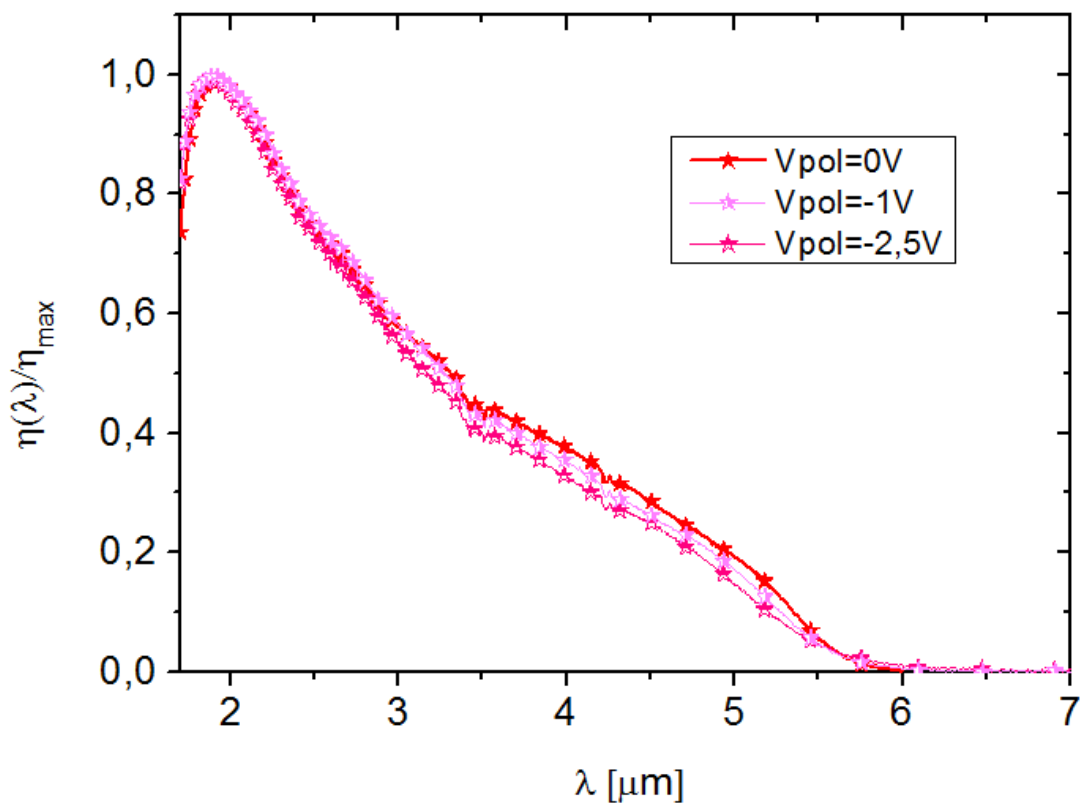


FIGURE 3.13 – Comparaison du rendement quantique normalisé en fonction de la longueur d'onde pour trois tensions de polarisation différentes appliquées à une structure InAs-rich 7/4 avec une AZT de  $1\mu\text{m}$  (échantillon C) à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$

Par contre, le fait que le rendement quantique dépende de la tension de

polarisation pour les structures épaisses fait penser à un problème dans la collection des porteurs. En effet, lorsque la tension de polarisation varie aux bornes de la photodiode, la largeur de la zone de charge d'espace change. Et la valeur du champ dans cette zone de charge d'espace augmente avec la tension de polarisation en inverse.

### 3.3.3 Faible longueur de diffusion effective dans l'InAs-rich

Pour diagnostiquer le problème de collection dans la structure InAs-rich, j'ai d'abord calculé la largeur de la zone de charge d'espace dans la jonction PIN de la structure InAs-rich. En réalité, les jonctions PIN sont soit des jonctions  $P^+P^-N$ , soit des jonctions  $PN^-N^+$  : la zone intrinsèque a un dopage résiduel. Pour calculer la largeur de la zone de charge d'espace, on peut se rapporter à l'Équation 1.8 valable pour une jonction PN. Cette équation est valable tant que la zone de charge d'espace est moins épaisse que la zone intrinsèque. Si ce n'est pas le cas, il faut alors revenir à l'équation de Poisson :

$$\Delta U(x) + \frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_r} = 0 \quad (3.3)$$

avec  $U(x)$  le potentiel électrique à l'intérieur de la jonction au point  $x$ ,  $\rho(x)$  la distribution de charges électriques,  $\epsilon_0$  la permittivité électrique du vide et  $\epsilon_r$  la permittivité relative du superréseau. Puis on utilise le fait que le champ  $\vec{E}$  vaut :

$$\vec{E}(x) = -\text{grad}U(x) \quad (3.4)$$

Puis on calcule  $U(x)$  aux zones limites, en  $x_n$  et  $x_p$ , points respectivement dans la zone N et P où le champ  $\vec{E}$  s'annule. On peut alors exprimer  $|U(x_n) - U(x_p)|$  en fonction de  $x_n$  et  $x_p$ . La différence  $|U(x_n) - U(x_p)|$  correspond à la différence de potentiel dans la structure : elle vaut donc  $|V_{\text{appliquée}} - V_D|$  avec les notations de l'Équation 1.8. En utilisant la conservation des charges (Équation 3.5), on exprime  $x_n$  en fonction de  $x_p$  et on obtient ainsi un polynôme de degré 2 où la seule inconnue est  $x_p$ .

$$x_n = \frac{N_A}{N_D} x_p + (1 - \frac{N_{nid}}{N_D}) ep_I \quad (3.5)$$

avec  $N_A$  et  $N_D$  la concentration d'accepteurs (dans la zone P) et de donneurs (dans la zone N) et  $N_{nid}$  la concentration d'accepteurs ou de donneurs (suivant que la zone intrinsèque est résiduelle P ou N) dans la zone intrinsèque, qui a une largeur de  $ep_I$ .

Le polynôme de degré 2 en  $x_p$  admet deux solutions dont une négative, qui n'a pas de sens physiquement. L'autre solution est donc la bonne et on déduit de l'Équation 3.5 la valeur de  $x_n$ . La largeur de la zone de charge d'espace vaut donc  $x_n - x_p$ .

Dans la suite  $N_A$  et  $N_D$  ont été prises égales à  $1.10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Le "built in"  $V_D$  a été

pris à 0.36V : cette valeur a été obtenue par le calcul à partir du diagramme de bandes de l'InAs-rich 7/4 présenté Figure 3.14. Ce diagramme a été calculé par Rachid Taalat et est présenté dans sa thèse [Taalat, 2013]. Le  $N_{nid}$  est le niveau

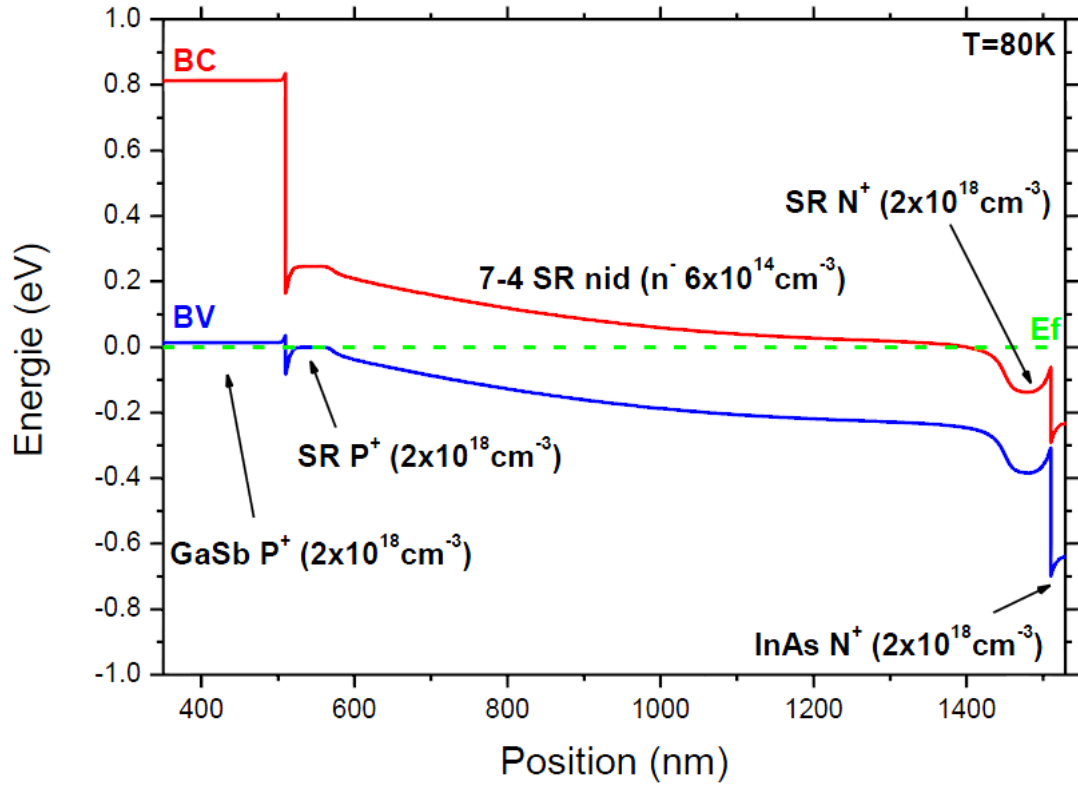


FIGURE 3.14 – Diagrammes de bandes d'énergie calculés représentant les bandes de conduction (BC), de valence (BV) et le niveau de Fermi ( $E_f$ ) pour la structure InAs-rich 7/4 à 80K [Taalat, 2013]

de dopage résiduel, donné dans la Section 3.1.  $\epsilon_r$ , la permittivité relative du superréseau, est prise pour une structure  $x/y$  (c'est-à-dire avec  $x$  monocouches d'InAs et  $y$  de GaSb dans chaque période) comme suit :

$$\epsilon_r = \frac{x \cdot \epsilon_{InAs} + y \cdot \epsilon_{GaSb}}{x + y} \quad (3.6)$$

avec  $\epsilon_{InAs}$  et  $\epsilon_{GaSb}$  les permittivités relatives de l'InAs et du GaSb.

La Figure 3.15 montre l'influence que la tension de polarisation a sur le champ interne pour une structure InAs-rich 7/4 ( $AZT=1\mu m$ ,  $T_{fonctionnement} = 77K$ ,  $N_{nid} = 3.10^{15}cm^{-3}$ ). On y voit que dans ce type de structure, à 0V, la largeur de la zone de charge d'espace est de 452nm. L'échantillon C ( $AZT = 1\mu m$ ) est, d'après cette figure, complètement déplété pour une tension de -1.5V. Enfin, à -1V, à la tension de polarisation pour laquelle le rendement quantique atteint son maximum pour  $\lambda = 4.5\mu m$  à 77K, la largeur de la zone de charge d'espace est de 879nm.

Ce calcul de  $W$ , la largeur de zone de charge d'espace, est sensible à la fois à la valeur de  $V_D$  et à celle du dopage résiduel. Ce dernier paramètre a été déterminé à partir des mesures de capacitance en fonction de la tension de

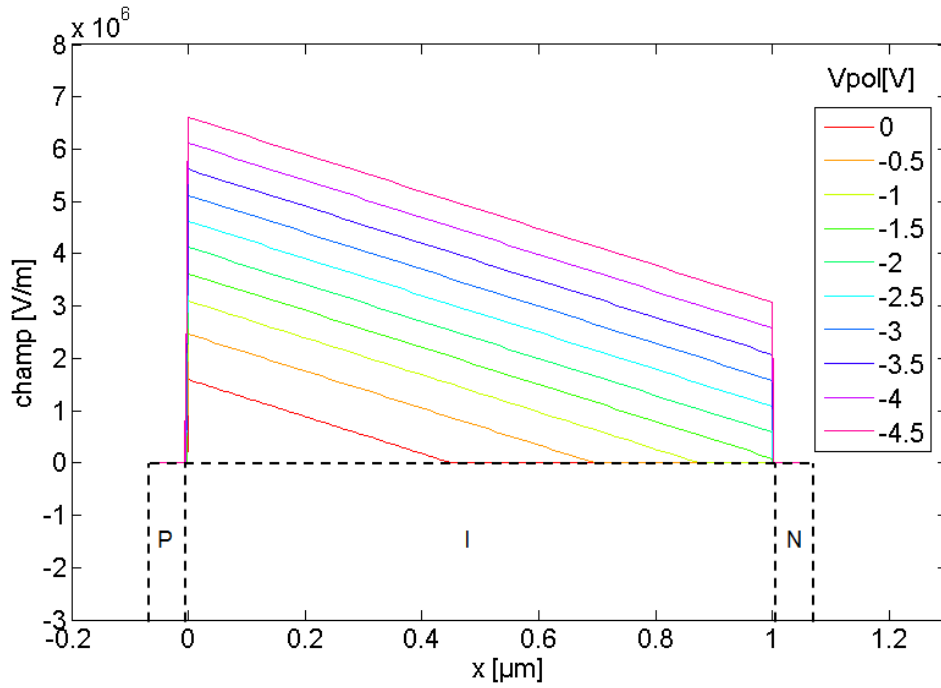


FIGURE 3.15 – Influence de la tension de polarisation appliquée aux bornes d'une photodiode à SR 7/4 avec une épaisseur de ZA de  $1\mu\text{m}$  sur le champ présent dans cette jonction à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ . Le dopage résiduel est de  $3.10^{15}\text{cm}^{-3}$ . La jonction PIN est représentée en-dessous

polarisation effectuées sur les échantillons testés. Une erreur sur la tension de built-in  $V_D$  entraîne une translation de toutes les courbes de la Figure 3.15 : Si  $V_D$  est supérieure à la valeur qui a été utilisée, alors la diode sera entièrement déplétée pour une tension plus faible que celle qui a été déterminée ( $-1.5\text{V}$ ) ; à l'inverse, si  $V_D$  a été surestimée, alors la diode sera entièrement déplétée pour une tension supérieure à  $-1.5\text{V}$ .

La Figure 3.16 montre l'influence de la variation du dopage résiduel sur le champ interne de la jonction et donc sur la largeur de la zone de charge d'espace. Un erreur sur le dopage résiduel impacte fortement la valeur réelle de la largeur de la ZCE. Les mesures  $C(V)$  menées sur différentes structures montrent une fluctuation du dopage résiduel entre  $6.10^{14}$  et  $6.10^{15}\text{cm}^{-3}$  (cf Tableau 3.1). Il est donc important lors d'une simulation de prendre la bonne valeur de dopage résiduel pour connaître  $W$ .

Pour l'échantillon C, le rendement quantique à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  à  $T = 77\text{K}$  augmente pour des tensions comprises entre  $0\text{V}$  et  $-1\text{V}$  puis est constant entre  $-1\text{V}$  et  $-2\text{V}$ . Il devient donc constant alors que la photodiode est déplétée à 88%. Tout se passe comme si les porteurs photogénérés à l'extérieur de la ZCE n'étaient pas, ou peu, collectés. En d'autres termes, c'est comme si la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, qui contribuent au courant photonique, était trop faible pour collecter les porteurs photogénérés dans la zone active mais en dehors de la ZCE.

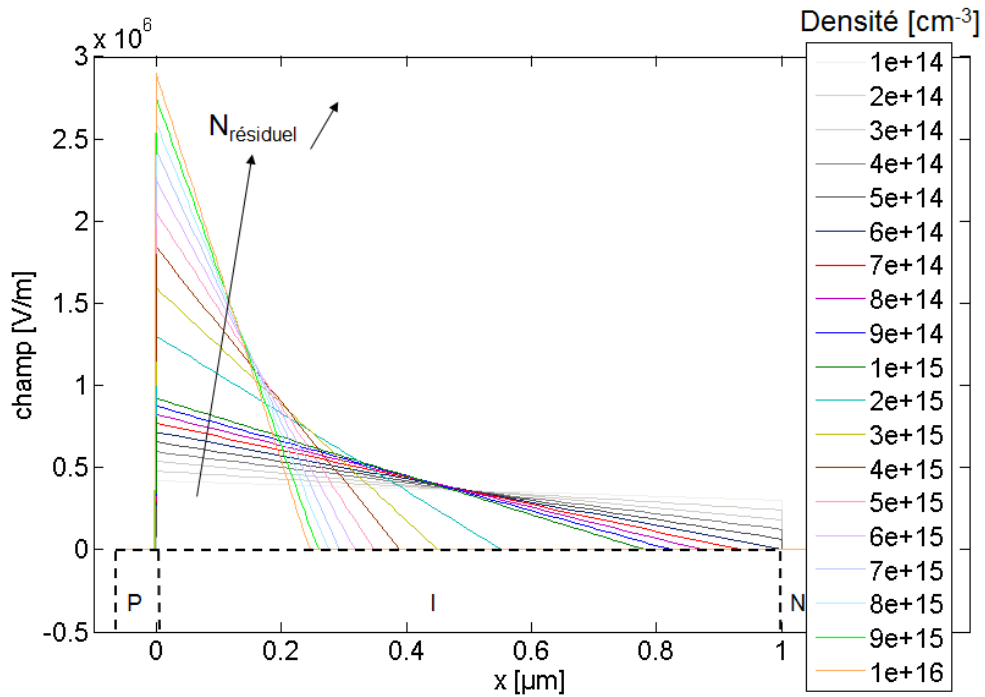


FIGURE 3.16 – Influence de la valeur du dopage résiduel de la zone intrinsèque d'une photodiode à SR 7/4 avec une épaisseur de ZA de  $1\mu\text{m}$  sur le champ présent dans cette jonction à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$  et  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . La jonction PIN est représentée en-dessous

Des mesures de type de dopage effectués sur des échantillons spécifiques [Delmas *et al.*, 2014a] ont montré que la structure InAs-rich présentait à 77K un dopage résiduel de type N alors que les structures symétrique et GaSb-rich avaient un dopage résiduel de type P. Par conséquent, dans les structures symétrique et GaSb-rich, les porteurs minoritaires sont donc les électrons, dans les structures InAs-rich, les porteurs minoritaires sont donc les trous.

La longueur de diffusion qui pénalise la structure InAs-rich est donc la longueur de diffusion des trous, notée  $L_h$ .

Revenons à la Figure 3.12. Le fait que le rendement quantique soit constant en fonction de la tension de polarisation pour l'échantillon D est en accord avec une faible  $L_h$  : en effet à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ , comme  $W$  vaut déjà  $452\text{nm}$ , la zone active de l'échantillon D est à 90% dépleétée. En revanche, pour dépleter complètement l'échantillon E, il faudrait appliquer une tension de polarisation de l'ordre de  $-27\text{V}$  (qui correspond à un champ, défini dans l'encart de la Figure 3.12, de  $6.10^4\text{V/cm}$ ). Pour les tensions montrées dans l'encart de la Figure 3.12, l'échantillon E n'est jamais entièrement dépleté.

On peut aussi expliquer ainsi les formes spectrales du rendement quantique pour les échantillons C, D et E. On avait remarqué que, pour les "basses" longueurs d'onde (entre  $2$  et  $3\mu\text{m}$ ), plus la zone active avait une faible épaisseur, plus le rendements quantique à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  et  $T = 77\text{K}$  était élevé. Cela s'explique par le fait que la zone intrinsèque a un dopage résiduel de type N. On est donc en présence d'une jonction  $\text{PN}^-\text{N}^+$  : la jonction PN effective se situe donc entre

la zone P et la zone intrinsèque. Or dans ces échantillons, l'éclairement se fait par la "face avant", c'est-à-dire par la zone N, donc "loin" de la jonction. Plus la zone active est épaisse, plus la jonction est éloignée de la face d'éclairement. Or les "basses" longueurs d'onde (plus énergétiques) sont absorbées majoritairement plus près de la surface que les "hautes" longueurs d'onde. C'est ce que montre la Figure 3.17 : sur cette figure est tracé le nombre de photons (normé par rapport au nombre de photons incidents) qui sont présents à l'intérieur de la structure en fonction de la distance à l'intérieur de la structure. Il s'agit donc du nombre de photons non absorbés dans la structure. Cette figure montre une structure InAs-rich 7/4 avec AZT de  $4\mu\text{m}$ . A l'interface air/détecteur, 30% du rayonnement est perdu, c'est pourquoi le nombre de photons normé commence à 0.7. Le choix des coefficients d'absorption pour  $\lambda = 2\mu\text{m}$  et  $\lambda = 4\mu\text{m}$  sera justifié dans la section suivante. Sur cette figure, on voit que très peu de photons ayant une longueur d'onde de  $\lambda = 2\mu\text{m}$  arrivent jusqu'à la ZCE, là où sont collectés les porteurs. Ainsi, l'échantillon qui a la zone active la moins épaisse est celui qui collecte le plus de porteurs photogénérés par des photons ayant de "basses" longueurs d'onde.

Cet effet n'a pas lieu pour les longueurs d'ondes plus élevées car elle ne sont

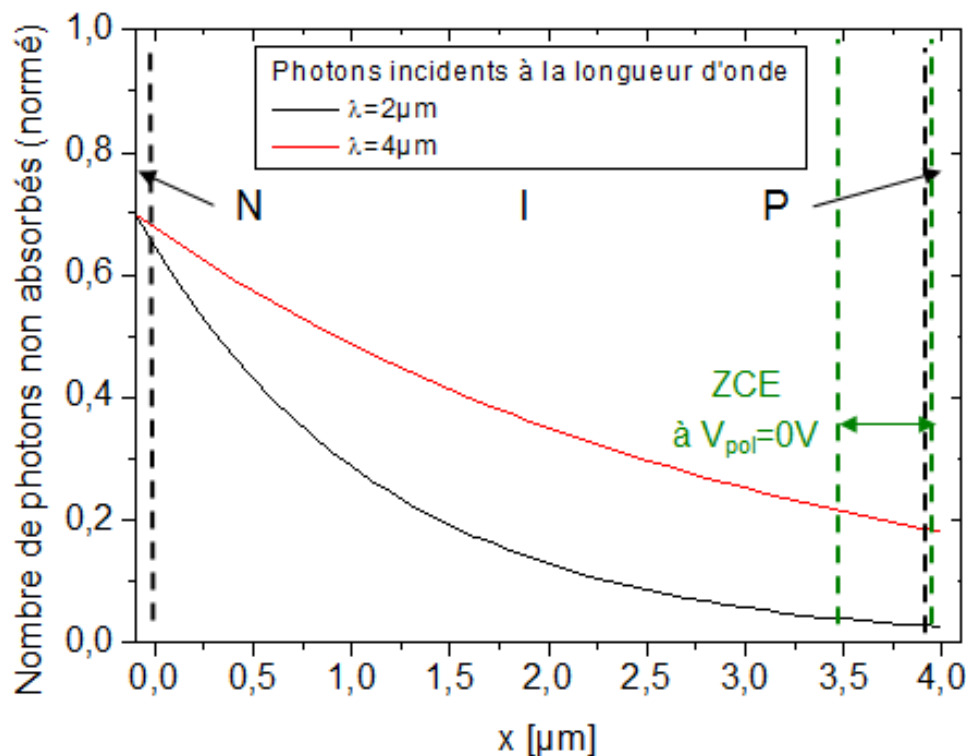


FIGURE 3.17 – Absorption des photons ayant pour longueur d'onde  $\lambda = 2\mu\text{m}$  et  $\lambda = 4\mu\text{m}$  dans une photodiode à SR 7/4 avec une épaisseur de ZA de  $4\mu\text{m}$  à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$  et  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . La jonction PIN y est matérialisée

pas majoritairement absorbées près de la surface. Il y a, à peu près, autant de



photons ayant une longueur d'onde de  $4\mu\text{m}$  absorbés sur les premiers  $500\text{nm}$  que sur une même distance de  $500\text{nm}$  située après une zone d'absorption (qui dépend de l'épaisseur globale de la zone active). Dit autrement, pour des longueurs d'onde de  $4\mu\text{m}$ , le coefficient alpha étant faible relativement aux longueurs d'onde plus courtes, l'absorption des longueurs d'onde de  $4\mu\text{m}$  est quasiment linéaire. Il n'est donc pas incohérent d'avoir des rendements quantiques similaires à  $0\text{V}$  et  $77\text{K}$  pour des longueurs d'onde proches de  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$ .

On peut aussi revenir à la [Figure 3.5](#), où sont comparés les rendements quantiques à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  de trois structures avec des designs de période différents (GaSb-rich, symétrique et InAs-rich) en fonction de la tension de polarisation. Les rendements de la structure symétrique et celui de la GaSb-rich sont relativement constants par rapport à la tension de polarisation, à l'inverse de la structure InAs-rich. Cela s'explique par le fait que la structure InAs-rich a une zone intrinsèque avec un dopage résiduel N alors que les deux autres ont une zone intrinsèque avec un dopage résiduel P à  $77\text{K}$ . Pour le SR GaSb-rich et symétrique, les porteurs minoritaires sont les électrons et la longueur de diffusion qui intervient dans la collection des charges pour le courant photonique est donc celle des électrons. Pour l'InAs-rich c'est celle des trous, qui sont les porteurs minoritaires. Or les trous sont des porteurs beaucoup plus lourds que les électrons : il n'est donc pas surprenant que la longueur de diffusion des trous ( $L_h$ ) soit inférieure à la longueur de diffusion des électrons ( $L_e$ ). En effet, on peut exprimer la longueur de diffusion  $L$  comme :

$$L = \sqrt{\mu \frac{k_B T}{q}} \cdot \tau \quad (3.7)$$

avec  $\mu$  la mobilité des porteurs (trous ou électrons),  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température de fonctionnement du détecteur,  $q$  la charge élémentaire et  $\tau$  le temps de vie des porteurs (trous ou électrons). La mobilité  $\mu$  est inversement proportionnelle à la masse effective, plus importante pour les trous que pour les électrons. Ainsi on a  $L_e \geq L_h$ .

La valeur de la longueur de diffusion des trous dans le superréseau dépend de sa structure de bande, qui dépend de sa période. C'est pourquoi j'ai voulu la déterminer à partir de mes mesures de rendement quantique.

### 3.3.4 Modélisation pour l'estimation de la longueur de diffusion des trous $L_h$

Pour déterminer la longueur de diffusion des trous dans la structure InAs-rich à  $77\text{K}$ , j'ai décidé de simuler ces rendements obtenus sur des détecteurs à superréseau InAs-rich avec un modèle tout analytique, s'appuyant sur les équations de Hovel [[Aifer et al., 2006](#), [Hovel, 1975](#), [Michel et Razeghi, 1998](#)].

#### 3.3.4.1 Les équations de Hovel

Dans le modèle de Hovel, le rendement quantique (QE pour quantum efficiency) d'une jonction PN est vu comme la somme des contributions dues à

trois zones : la zone quasi neutre N ( $QE_n$ ), la zone de charge d'espace ( $QE_{ZCE}$ ), et la zone quasi neutre P ( $QE_p$ ). Ici la zone quasi neutre N contient la zone N et la partie de la zone I qui n'est pas dans la ZCE.

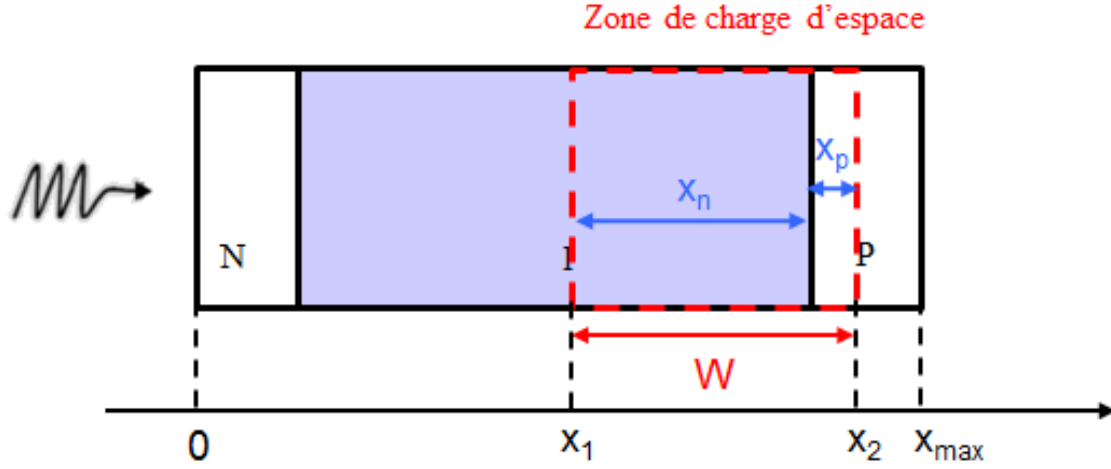


FIGURE 3.18 – Nomenclature utilisée pour utiliser les équations de Hovel pour simuler le rendement quantique

$$QE = QE_n + QE_{ZCE} + QE_p \quad (3.8)$$

avec :

$$QE_{ZCE} = (1 - R) \times (e^{-\alpha x_1} - e^{-\alpha x_2}) \quad (3.9)$$

$$QE_n = \frac{(1 - R)\alpha L_h}{\alpha^2 L_h^2 - 1} \times \left[ \frac{\alpha L_h + \gamma_1 - e^{-\alpha x_1} \left[ \gamma_1 \cosh\left(\frac{x_1}{L_h}\right) + \sinh\left(\frac{x_1}{L_h}\right) \right]}{\gamma_1 \sinh\left(\frac{x_1}{L_h}\right) + \cosh\left(\frac{x_1}{L_h}\right)} - \alpha L_h e^{-\alpha x_1} \right] \quad (3.10)$$

et

$$QE_p = \frac{(1 - R)\alpha L_e}{\alpha^2 L_e^2 - 1} e^{-\alpha x_2} \times \left[ \frac{(\gamma_2 - \alpha L_e) e^{-\alpha(x_{\max} - x_2)} - \sinh\left(\frac{x_{\max} - x_2}{L_e}\right) - \gamma_2 \cosh\left(\frac{x_{\max} - x_2}{L_e}\right)}{\cosh\left(\frac{x_{\max} - x_2}{L_e}\right) - \gamma_2 \sinh\left(\frac{x_{\max} - x_2}{L_e}\right)} + \alpha L_e \right] \quad (3.11)$$

avec  $R$  le coefficient de réflexion à l'interface air/SR (sans traitement anti-reflet),  $\alpha$  le coefficient d'absorption,  $L_e$  et  $L_h$  les longueurs de diffusion des électrons et des trous,  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  les vitesses de recombinaison de surface à l'interface de contact avec respectivement la zone dopée N et la zone dopée P,  $x_1$  et  $x_{\max} - x_2$

l'épaisseur de respectivement la zone quasi neutre N et la zone quasi neutre P, et  $W$  la largeur de la zone de charge d'espace (cf. Figure 3.18).  $W$ ,  $x_1$  et  $x_2$  dépendent de la tension de polarisation appliquée à la photodiode.

Le but de cette simulation est de comparer les formes spectrales et les valeurs relatives du rendement quantique de structures InAs-rich qui ont différentes épaisseurs de zone active. Pour simplifier le modèle,  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ , les vitesses de recombinaison de surface, sont prises nulles. Cette approximation ne change pas la forme spectrale des courbes de rendements quantiques, mais impacte seulement la valeur absolue de ce rendement. Il en est de même pour la valeur de  $R$  qui est prise égale à 0.3 [Steveler *et al.*, 2014].  $L_e$  est prise égale à  $6\mu\text{m}$  [Rehm *et al.*, 2009]. Le coefficient d'absorption,  $\alpha$ , est proportionnel à la densité d'état. D'après le recouvrement des fonctions d'ondes et la forme spectrale du rendement quantique de la structure InAs-rich, j'ai choisi une densité d'état 3D (cf. Équation 1.6). J'ai calibré  $\alpha$  en prenant une valeur de  $2200\text{cm}^{-1}$  à  $\lambda = 4\mu\text{m}$  [Tian *et al.*, 2014]. Enfin,  $L_h$  est le paramètre que l'on cherche à extraire de ce modèle.

La Figure 3.19 montre la simulation du rendement quantique à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  et  $T = 77\text{K}$  pour les trois échantillons InAs-rich 7/4 avec des épaisseurs de zone active différentes :  $500\text{nm}$ ,  $1\mu\text{m}$  et  $4\mu\text{m}$ . Cette simulation est comparée aux rendements quantiques obtenus à la Section 3.3.1. La meilleure correspondance entre le modèle et les mesures est obtenue pour  $L_h = 80\text{nm}$ . C'est cette valeur qui est utilisée sur la Figure 3.19.

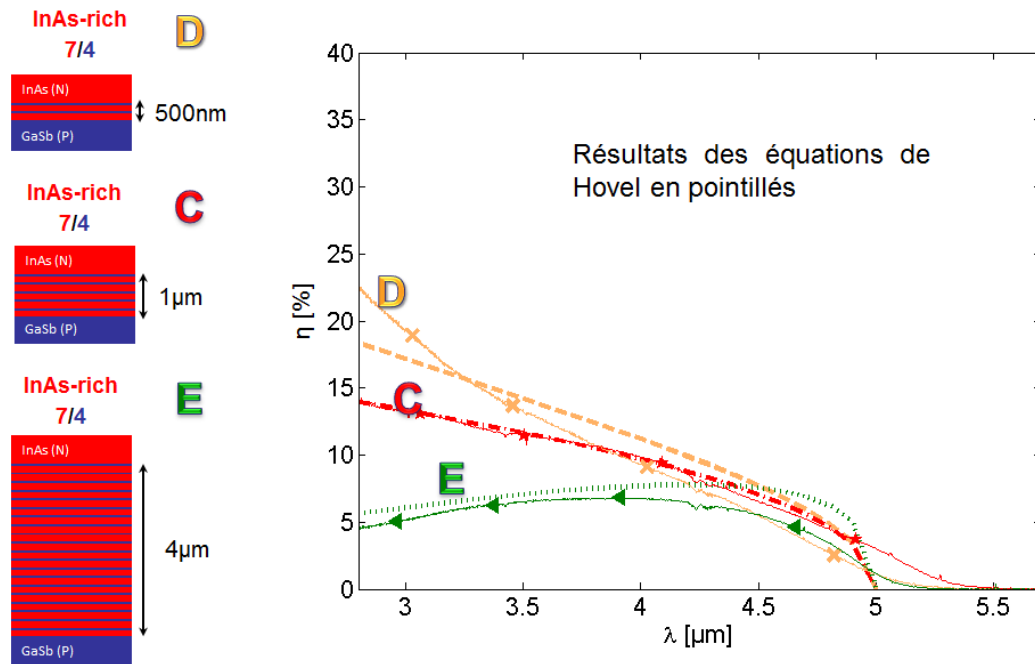


FIGURE 3.19 – Comparaison du rendement quantique spectral avec les valeurs obtenues grâce aux équations de Hovel pour trois échantillons InAs-rich 7/4 avec des épaisseurs de zone active différentes, à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  et  $T = 77\text{K}$ . Ici  $L_h$  est prise égale à  $80\text{nm}$

Cette valeur, inférieure à  $100\text{nm}$ , peut paraître très faible. Deux paramètres influent essentiellement, comme le montre l'Équation 3.7 : il s'agit de la mobilité

des porteurs et de leur temps de vie. Comme vu à [Section 3.2.3](#), le temps de vie des porteurs (que ce soit des trous ou des électrons) est faible dans la structure InAs-rich ( $\simeq 30\text{ns}$ ). En utilisant l'[Équation 3.7](#), on peut calculer la mobilité des trous à 77K qui vaut  $\mu_p = 0.5\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Cette valeur est proche de celle trouvée par [\[Olson et al., 2013\]](#) de  $\mu_p = 6 \pm 5\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ .

En comparaison, le HgCdTe présente une longueur de diffusion des trous de l'ordre de  $16\mu\text{m}$  [\[Ashokan et al., 2000\]](#) et de l'ordre de  $35\mu\text{m}$  dans l'InSb [\[Bloom et Nemirovsky, 1992\]](#). La valeur importante dans le HgCdTe s'explique par le fait que le temps de vie des porteurs est beaucoup plus long (cf [Section 3.2.3](#)) et une bonne mobilité ( $\mu_p = 300\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  [\[Ashokan et al., 2000\]](#)). La bonne valeur dans l'InSb s'explique par un bon temps de vie ( $\simeq 300\text{ns}$ ), mais surtout par la très forte mobilité des trous dans ce matériau :  $\mu_p = 7000\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  [\[Bloom et Nemirovsky, 1992\]](#). Le SR InAs/GaSb a un faible temps de vie et une mauvaise mobilité dans la direction de croissance : cette faible mobilité vient du fait que les trous ont une masse effective relativement importante.

#### 3.3.4.2 Influence des différents paramètres

Cette valeur de  $80\text{nm}$  dépend en partie de certains paramètres qui ont été pris comme données d'entrée. La valeur de  $L_e$  n'a pas de grande influence sur le résultat obtenu, car elle n'intervient que dans le calcul de  $QE_p$ . Or cette composante est négligeable par rapport aux deux autres contributions car  $x_p$  est extrêmement faible ( $\simeq 2\text{nm}$ ).

La forme du spectre du rendement quantique dépend aussi beaucoup de la forme spectrale qui a été choisie pour l'absorption. J'ai fait le choix de prendre l'absorption pour un matériau bulk 3D. La valeur qui sert à la calibration du coefficient a aussi un impact sur la forme spectrale : plus le coefficient d'absorption est élevé, plus la structure "absorbe" et, compte tenu des longueurs de diffusion des trous faibles, plus les structures avec une zone active "épaisse" ont un rendement quantique plus important entre  $4$  et  $5\mu\text{m}$  et plus faible entre  $3$  et  $4\mu\text{m}$ . Enfin, pour simuler le rendement des trois échantillons C, D et E, j'ai utilisé le même coefficient d'absorption, alors que l'échantillon C a une longueur d'onde de coupure légèrement supérieure à celle des deux autres échantillons. Ceci n'est pas optimal, mais la variation de la longueur d'onde de coupure est une translation du rendement spectralement.

Comme expliqué dans la section précédente, le dopage résiduel et le  $V_D$  ont une grande importance sur la largeur de la zone de charge d'espace. La largeur de la zone de charge d'espace a un impact aussi sur la forme spectrale du rendement. Il faut donc prendre la bonne valeur de dopage résiduel, déterminée sur chaque structure avec les mesures  $C(V)$ , et la bonne tension built-in  $V_D$ .

C'est finalement la forme spectrale du rendement quantique simulé qui est le juge de paix pour la validité des paramètres.

### 3.4 PROPOSITION DE DESIGNS OPTIMISÉS POUR S'AFFRANCHIR DE LA FAIBLE $L_h$

La structure InAs-rich a une faible longueur de diffusion des trous, mais nous allons voir qu'il existe des possibilités pour optimiser la collection et augmenter le rendement quantique de la structure InAs-rich.

#### 3.4.1 *Eclairer le détecteur en face "arrière" : exemple de la matrice*

Comme expliqué dans la [Section 3.1.1](#), les mono-éléments sont éclairés par la face "avant", c'est-à-dire du côté de la zone N, loin de la vraie jonction PN. En revenant à la [Figure 3.17](#), on se rend compte que si on change la face d'entrée des photons, la structure pourra collecter plus de porteurs car il y en a plus qui sont photogénérés (notamment ceux par des photons ayant une faible longueur d'onde) proches de la surface d'éclairement, dans une zone de fort champ, là où il y a la jonction.

Cette solution a pu être testée grâce à la première matrice française à superréseaux InAs/GaSb réalisée en novembre 2013. Elle présente un format de  $320 \times 256$  pixels au pas de  $30\mu\text{m}$ . En effet, comme expliqué à la [Section 3.1.2](#), la matrice est obligatoirement éclairée par la face "arrière", c'est à dire par le côté substrat, car du côté de la zone N, il y a la bille d'indium. J'ai donc caractérisé cette matrice, qui présente une structure InAs-rich 7/4 avec une épaisseur de zone active de  $2\mu\text{m}$ . La [Figure 3.20](#) montre un exemple d'image obtenue avec cette matrice, corrigée de son offset.

##### 3.4.1.1 *Point de fonctionnement de la matrice*

Pour caractériser une matrice, il faut d'abord trouver son point de fonctionnement, c'est-à-dire la tension de polarisation qui maximise le rapport signal sur bruit. La [Figure 3.21](#) montre la variation de la tension de sortie  $V_S$  et du bruit sur la tension de sortie  $\sigma_{V_S}$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{\text{pol}}$  pour trois pixels pris dans le centre de la matrice. Ces mesures ont été effectuées à  $t_i = 0.5\text{ms}$ , pour une température de fonctionnement du détecteur de 77K, alors que ce dernier était éclairé par un corps noir à  $T_{\text{CN}} = 20^\circ\text{C}$ .

Les tensions de polarisation sur cette figure sont positives : c'est dû au fait qu'on donne en consigne une valeur positive pour appliquer réellement sur le circuit de lecture une tension négative (les contacts ont été fixés ainsi). Sur cette figure, on voit que pour des tensions de polarisation inférieures 0.55V, la tension de sortie délivrée par les pixels est nulle. C'est que la tension de polarisation, dans ce cas-là, est inférieure à la tension de seuil des transistors.  $\sigma_{V_S}$  est calculé en mesurant l'écart-type de la tension de sortie sur 100 acquisitions. Le bruit propre du circuit de lecture a été retranché quadratiquement. En regardant le signal et le bruit, on voit que le meilleur point de fonctionnement est obtenu pour  $V_{\text{pol}} = 0.68\text{V}$ .

Sur la [Figure 3.21](#), on voit que le pixel rouge et le pixel bleu ont une tension de sortie qui augmente fortement après  $V_{\text{pol}} = 0.70\text{V}$  : c'est la contribution tunnel

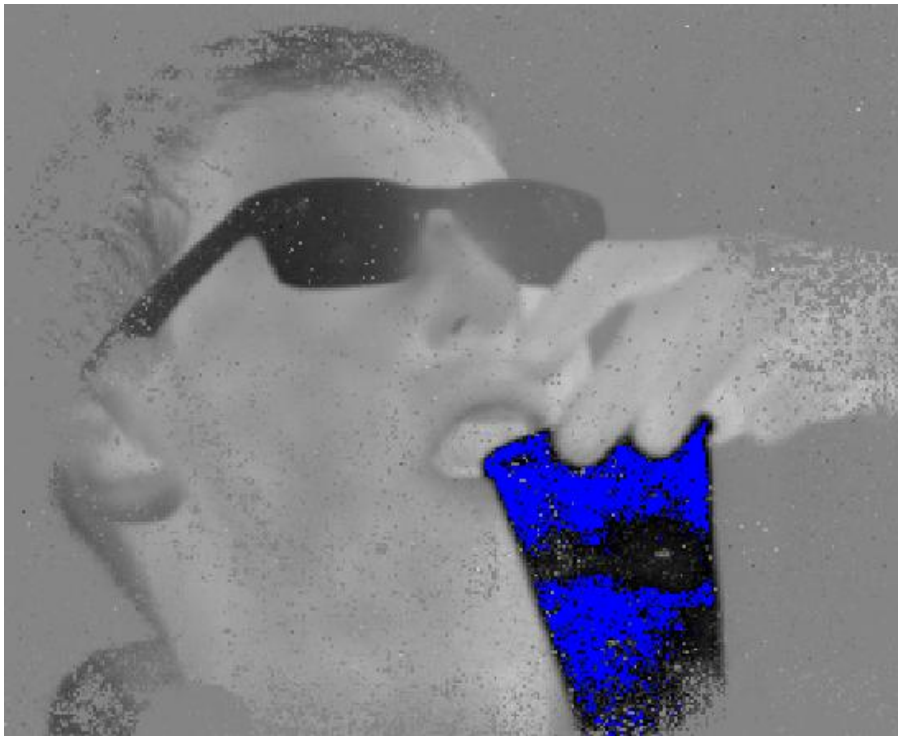


FIGURE 3.20 – Image corrigée de l’offset obtenue avec la matrice InAs-rich 7/4 à  $V_{pol} = 0.68V$ ,  $T = 77K$  et  $t_i = 6ms$ . Le gobelet apparaît en bleu car il est rempli d’azote liquide : il est donc beaucoup plus froid que le reste de l’image. Attention, ne pas reproduire cette expérience chez vous

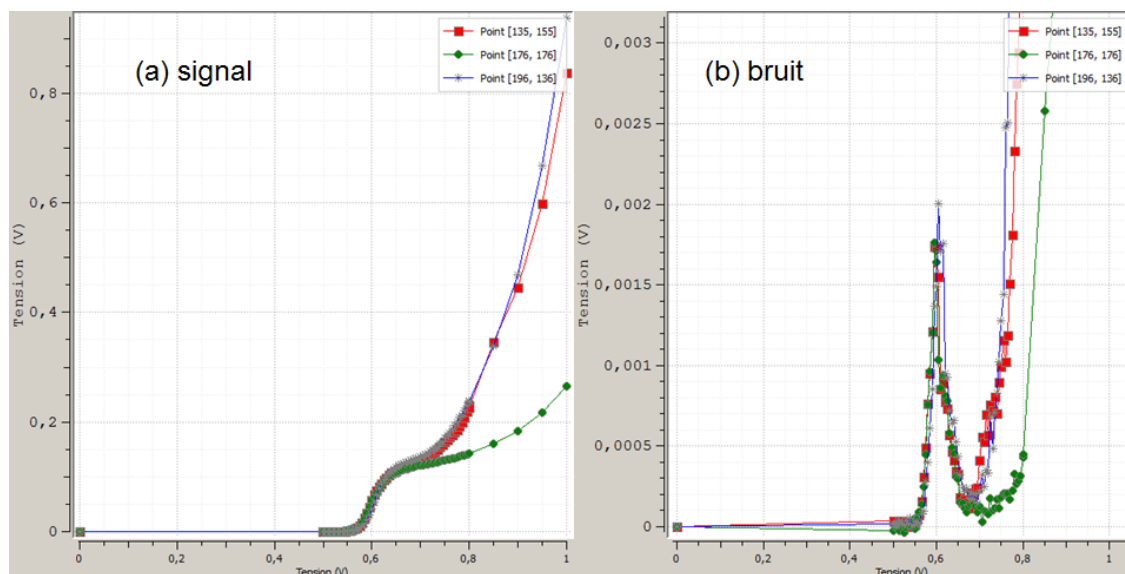


FIGURE 3.21 – Représentation de (a) la tension de sortie  $V_S$  en fonction de la tension de polarisation appliquée au circuit de lecture  $V_{pol}$  et (b) du bruit sur la tension de sortie  $\sigma_{V_S}$  en fonction de  $V_{pol}$  pour 3 pixels différents pris dans le centre de la matrice, alors que la matrice fonctionne à  $T = 77K$  et qu’elle est éclairée par un corps noir à  $T_{CN} = 20^\circ C$ . Le temps d’intégration est  $t_i = 0.5ms$

qui devient très importante. Ce sont deux cas un peu pathologiques par rapport au pixel vert, qui représente un bon pixel.



### 3.4.1.2 Rendement de la matrice

A ce point de fonctionnement, j'ai déterminé le rendement quantique spectral de la matrice, avec la méthode présentée à la [Section 2.2.3](#). Pour cela, il faut connaître précisément la dimension des pixels. Cette dimension est délimitée lors de la gravure.

Pour connaître la dimension des pixels à utiliser lors de la détermination du rendement quantique, j'ai effectué, avec l'aide de Thibault Viale (ONERA, Thèse 2013-2016), une mesure de FTM. Cette mesure, détaillée [Section 2.2.2](#), a été effectuée sur une zone de  $64 \times 64$  pixels, montrée en encart de la [Figure 3.22](#). Le meilleur contraste des motifs et le meilleur rapport signal sur bruit ont été obtenus pour les paramètres suivants : un  $t_i$  de 6ms,  $V_{pol} = 0.68V$ , un corps noir à  $1200^\circ C$  et un trou source de diamètre  $190\mu m$ . La FTM obtenue est présentée sur la [Figure 3.22](#). Le premier zéro de la FTM correspond à l'inverse de la taille pixel, comme vu à la [Section 2.2.2](#). On observe à certaines abscisses beaucoup de points : cela est dû à des repliements de spectre, liés à la faible dimension d'image ( $64 \times 64$  pixels) sur laquelle a été faite la détermination de FTM. A partir de cette courbe, on voit que le format pixel le plus cohérent est proche d'un carré de  $30\mu m$  de côté. C'est donc cette taille de pixel qui sera utilisée pour la détermination du rendement quantique. Il est vrai que cette mesure de FTM est encore perfectible. Certes le composant présente peu de zones sans pixel très bruité rendant la technique CSIG délicate, mais cette technique (et le traitement qui l'accompagne) sont encore en cours de développement.

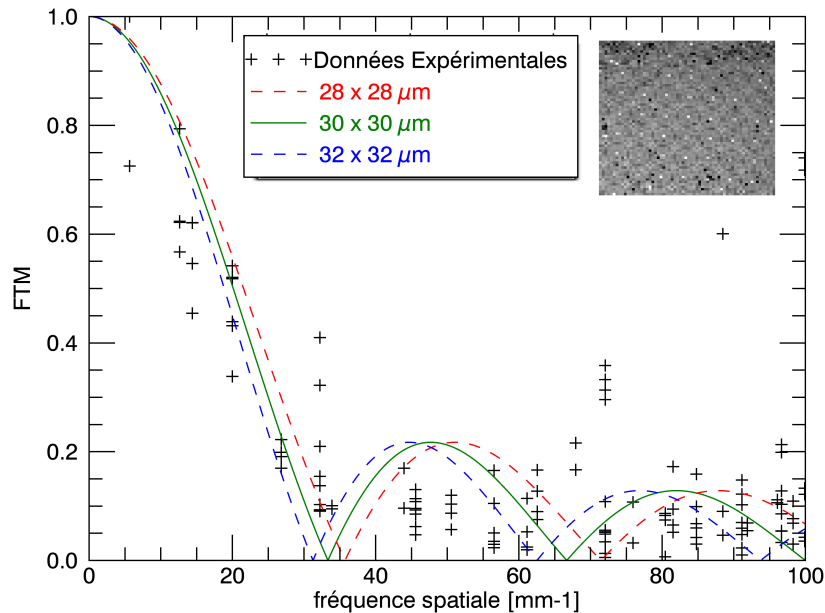


FIGURE 3.22 – FTM de la matrice SR 7/4 InAs-rich (+) à  $T = 77K$  par une méthode utilisant un CSIG, comparée à la FTM théorique qu'auraient des pixels carrés de différentes dimensions. En encart l'image produite par le CSIG projeté sur la matrice, sur  $64 \times 64$  pixels



La profondeur de gravure qui a été visée était de  $2\mu\text{m}$ . Or la matrice présente une structure 7/4, avec une zone active qui a un dopage résiduel de type N. La vraie jonction PN se situe donc côté substrat, comme le montre la [Figure 3.23](#). Du coup, la zone de charge d’espace s’étend dans les zones "interpixels". La gravure aurait dû être légèrement plus profonde pour bien délimiter les pixels entre eux. Il est vrai que dans une zone interpixel, l’épaisseur de zone active est faible puisqu’elle a été en très grande partie gravée, mais c’est suffisant pour absorber des photons.

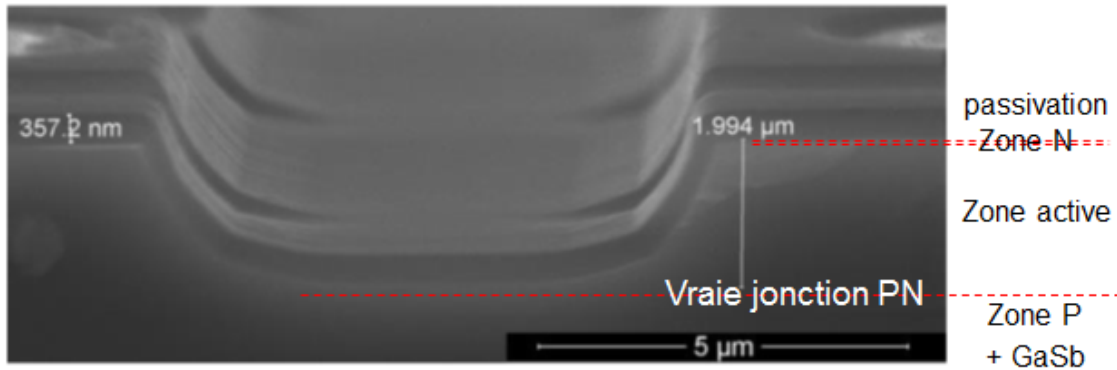


FIGURE 3.23 – Vue transversale de deux pixels voisins de la matrice SR obtenue au MEB

La [Figure 3.24](#) montre le rendement quantique spectral pour une température de fonctionnement de 77K. Il a été déterminé pour 600 pixels pris au centre de la matrice. Ici encore, aucun traitement antireflet n’est utilisé. Sur cette figure, on voit plusieurs informations importantes. La première est que le spectre présente des oscillations, ce qui n’était pas le cas lors de la mesure de rendement sur mono-éléments. Cela s’explique par un effet Fabry-Perot. Les deux "miroirs" de cette cavité sont :

- le contact en or, côté InAs, collé à la bille d’indium
- l’interface air / couche en GaSb (avec un saut d’indice de 1 à  $\simeq 3.8$  sur la bande  $[3 - 5\mu\text{m}]$  à 300K)

Les pics ont une amplitude relativement faible, ce qui laisse penser qu’il y a peu d’allers-retours dans la cavité. On peut légitimement penser qu’il n’y a qu’un aller-retour dans la structure car, sur  $4\mu\text{m}$  d’épaisseur (c’est-à-dire  $2 \times 2\mu\text{m}$ ), la plupart des photons ont été absorbés (cf aussi [Figure 3.17](#)).

Le deuxième constat important à propos de la [Figure 3.24](#) concerne la forme spectrale du rendement. On voit que les "faibles" longueurs d’onde ont un rendement légèrement meilleur que les "hautes" longueurs d’onde. En effet, pour la matrice, la zone de charge d’espace est du côté où les photons entrent dans la zone active, elle est donc proche de la surface. Or proche de la surface, ce sont les ondes les plus énergétiques qui sont les plus absorbées. Mais les "hautes" longueurs d’onde ("faibles" énergies) ne sont pas trop pénalisées grâce au multi-passage.

La valeur moyenne du rendement quantique sur la bande  $[3 - 4.5\mu\text{m}]$  est de 42%. C’est un rendement bien meilleur que tous ceux obtenus jusque là dans cette thèse sur mono-éléments. C’est un résultat très encourageant pour une

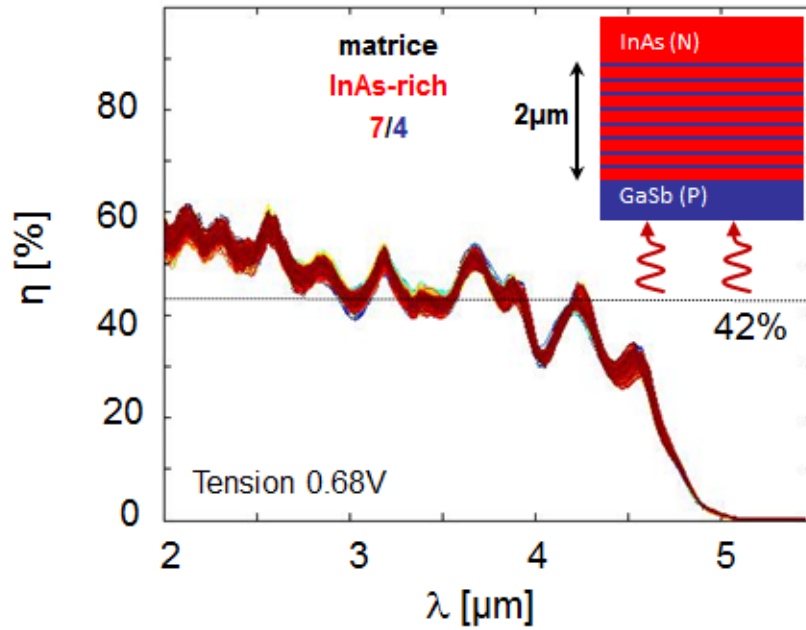


FIGURE 3.24 – Mesure du rendement quantique en fonction de la longueur d'onde pour 600 pixels pris au centre de la matrice

première matrice. Cette très bonne valeur s'explique par le fait que la ZCE est du "bon" côté, c'est-à-dire près de la surface où les photons pénètrent dans la structure, mais aussi par le double passage des photons dans la structure, qui permet l'absorption de presque la totalité des photons incidents dans la gamme spectrale. Elle s'explique aussi par le fait que le dopage résiduel dans la zone active de la matrice est de  $7 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ , ce qui est bien inférieur au  $3 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  de certains mono-éléments. La largeur de zone de charge d'espace à 0V est plus importante que dans le cas des mono-éléments ayant un dopage de  $3 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  : le calcul donne 930nm. La tension de seuil des transistors se situe autour de 0.5V (elle n'est pas parfaitement connue), ce qui veut dire que la tension réellement appliquée à la photodiode se situe autour de  $-0.2\text{V}$ . A cette tension, le  $W$  de la ZCE vaut 1.14 $\mu\text{m}$ . La zone de collection est donc plus importante dans la matrice que la plupart des mono-éléments présentés jusqu'à maintenant dans cette thèse (seul l'échantillon E fait exception).

Pour investiguer la part du double passage et celle du changement de côté d'éclairement dans cette amélioration du rendement quantique par rapport à la configuration mono-élément, j'ai réutilisé les équations de Hovel. J'ai utilisé les mêmes paramètres que dans la [Section 3.3.4.1](#), sauf pour le dopage résiduel. J'ai repris la valeur de longueur de diffusion déterminée à la [Section 3.3.4.1](#), c'est à dire 80nm.

Pour simuler un simple passage, j'ai utilisé exactement le même modèle de jonction qu'à la [Section 3.3.4.1](#) : j'ai modifié tout de même le côté d'éclairement. Pour simuler un double passage, j'ai considéré que la réflexion sur le contact en or était parfait et donc j'ai fait comme si les photons traversaient deux fois la même structure. Dans le modèle, tout se passe comme si deux structures étaient

accollées, comme le montre la Figure 3.25.

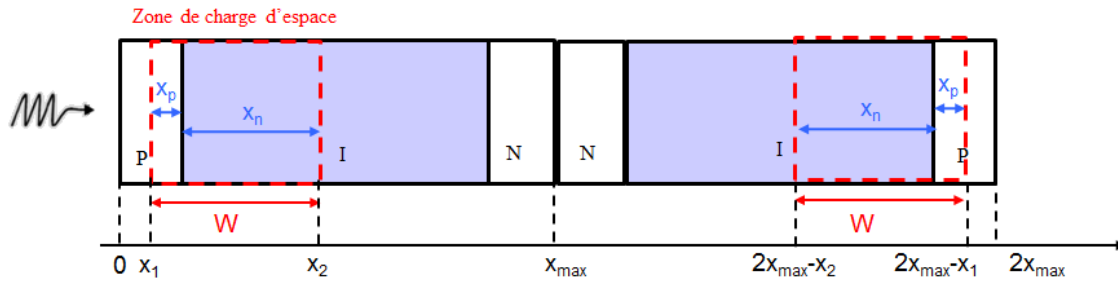


FIGURE 3.25 – Principe pour utiliser les équations de Hovel afin de simuler le rendement quantique avec un double passage

Le résultat de cette simulation est montré sur la Figure 3.26. On y voit que l'influence du double passage est plus importante pour les "hautes" longueurs d'ondes, entre  $3.5\mu\text{m}$  et  $5\mu\text{m}$ . Il permet d'augmenter à  $\lambda = 4\mu\text{m}$  le rendement de 23% à 33%. Le dopage résiduel faible combiné à un éclairage du côté de la vraie jonction PN a une part plus importante dans le rendement quantique. La valeur absolue du rendement quantique simulé n'est pas exactement la bonne. Cela peut s'expliquer par le fait que l'absorption utilisée n'est pas parfaitement la bonne : la longueur d'onde de coupure utilisée pour l'absorption est de  $5\mu\text{m}$  alors que la longueur d'onde de coupure de la matrice est de  $4.94\mu\text{m}$ . Cela explique aussi l'écart entre les données expérimentales et les courbes simulées au niveau de  $\lambda = 5\mu\text{m}$  sur la Figure 3.26. De plus l'effet Fabry-Perot n'a pas été pris en compte. Enfin la tension de polarisation indiquée pour la simulation est de  $V_{pol} = -0.18\text{V}$  : c'est l'estimation la plus probable, mais cela reste une estimation.

La variation du rendement en fonction de la tension de polarisation (du circuit de lecture, donc de la photodiode) a aussi été étudiée expérimentalement. Cette variation est présentée sur la Figure 3.27 pour un pixel pris au centre de la matrice. On y voit que le rendement quantique augmente avec la tension de polarisation, ce qui démontre encore une collection non optimale des porteurs minoritaires, les trous dans le cas présent. Cela est encore dû à la faible longueur de diffusion des trous.

L'étude du bruit des pixels n'a pas été menée sur cette matrice. L'image montrée sur la Figure 3.20, bien qu'elle soit déjà corrigée de l'offset (tension à  $t_i$  nul), montre que beaucoup de pixels sont défectueux : Pour les mesures de rendement quantique, 13% des pixels ont été rejetés, soit parce qu'ils ont un bruit trop fort, qui fait saturer le pixel, soit parce qu'ils n'envoient pas de signal. Une étude du bruit spatial a donc peu de sens sur cette matrice, qui, il faut le rappeler, est la première matrice à superréseaux InAs/GaSb française. Il est un peu frustrant de ne pas avoir pu mener cette étude, car c'est justement une des raisons de faire une caractérisation sur composant matriciel. Toutefois, cette première matrice apporte déjà beaucoup d'informations en terme de compréhension physique du matériau et montre de très bonnes performances en terme

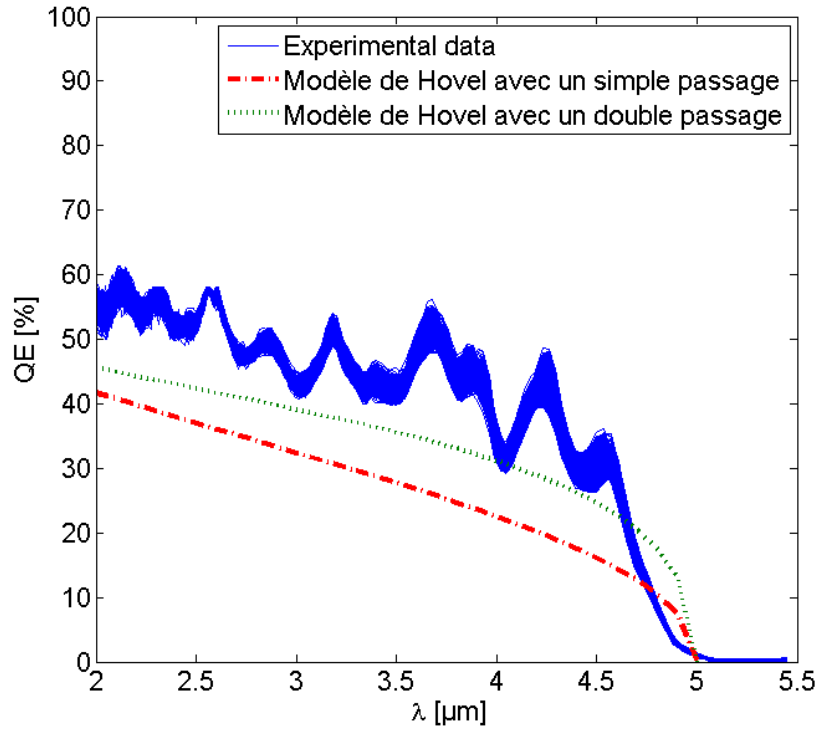


FIGURE 3.26 – Comparaison des données expérimentales pour 600 pixels au centre de la matrice avec la simulation du rendement en considérant un simple aller dans la structure ou un aller-retour dans la structure. La tension appliquée sur le circuit de lecture est de 0.68V, donc celle utilisée pour la simulation est  $-0.18V$

de rendement quantique. La Figure 3.21 montre sur le graphe (b) une évolution du bruit temporel de la photodiode (donné en tension) en fonction de la tension de polarisation. Le plus important, c'est qu'on puisse trouver un point de fonctionnement où le bruit est le plus faible. Malheureusement, comme le montre la Figure 3.27, ce n'est pas à ce point que le rendement est le plus élevé.

Des rendements supérieurs à 40% ont été obtenus, en particulier grâce au dopage résiduel de la ZA inférieur de  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ . Cette caractéristique expérimentale est donc un point clef pour l'obtention de rendement élevé et la reproductibilité d'un tel niveau de dopage ne peut être atteinte que pour des structures fabriquées dans des bâtis de croissance dédiés.

#### 3.4.2 Changer de porteurs minoritaires

La deuxième solution envisagée pour améliorer la collection est de changer de type de porteurs minoritaires. En effet, comme le problème de collection est dû à une faible longueur de diffusion des trous, en changeant de porteurs, la collection dépendra de la longueur de diffusion des électrons. Or les électrons sont beaucoup plus légers et moins localisés que les trous, la mobilité des électrons est donc plus élevée que celle des trous. On peut donc légitimement penser que la longueur de diffusion des électrons sera plus importante que celle des trous. Pour changer de type de porteurs minoritaires, il faut inverser le dopage de la

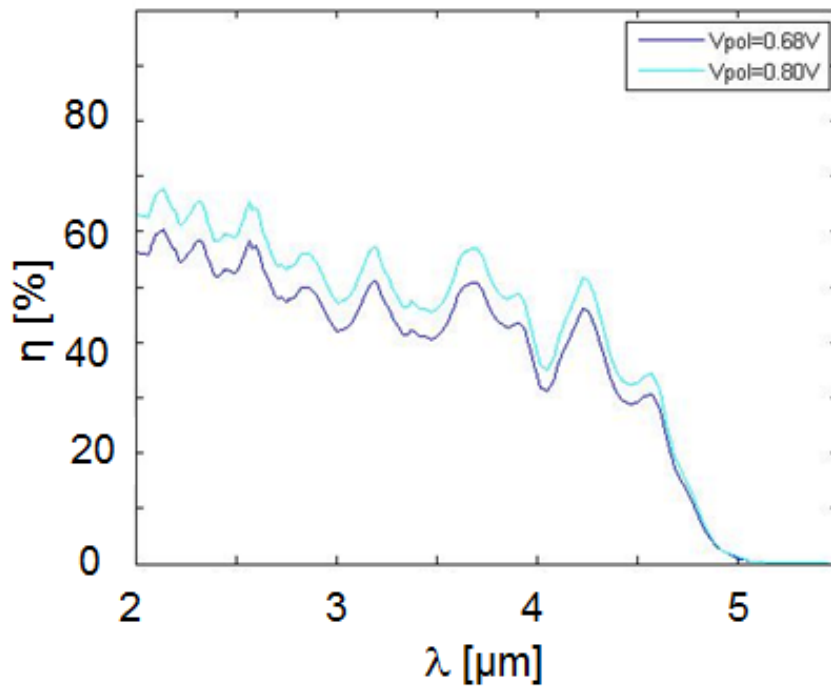


FIGURE 3.27 – Comparaison du rendement quantique spectral pour un pixel pris au centre de la matrice à deux tensions de polarisation du circuit de lecture différentes

zone active. Dans une structure InAs-rich, la zone active a un dopage résiduel N donc pour changer de type de porteurs minoritaires, il faut légèrement doper P (avec du béryllium) cette zone active, ce qui induit une jonction  $P^+P^-N$ .

Cette solution a été proposée pour la première fois par l'équipe de Razeghi (CQD du Northwestern University) mais pour optimiser des structures 13/7 opérant dans le LWIR [Hoffman *et al.*, 2007]. Une équipe chinoise de la Chinese Academy Of Science a aussi étudié le dopage P dans des structures MWIR [Yong-Bin *et al.*, 2011]. Mais cette équipe a étudié l'influence d'un dopage P sur des structures symétriques 8/8. Cette étude était théorique et avait pour objectif de voir l'influence de ce dopage sur le courant d'obscurité et sur le rendement de ces structures.

Cette solution, dans cette thèse, n'a été testée qu'en configuration mono-élément. Bien sûr, en changeant de type de porteurs minoritaires, on change aussi le côté de la jonction PN effective. Cette fois-ci, elle se situe entre la zone N et la zone active, c'est-à-dire du bon côté pour l'éclairement en configuration mono-élément.

#### 3.4.2.1 Caractérisation à 77K

La Figure 3.28 compare le courant d'obscurité, à  $T = 77K$ , de l'échantillon E et de l'échantillon F, une structure InAs-rich 7/4 avec une zone active d'une épaisseur de  $4\mu m$ . La zone active est dopée P : l'InAs et le GaSb sont dopés tous les deux. Le dopage P est de  $1.10^{15}cm^{-3}$ . Cet échantillon est donc comparable avec l'échantillon E, qui présente exactement la même structure, excepté le fait que

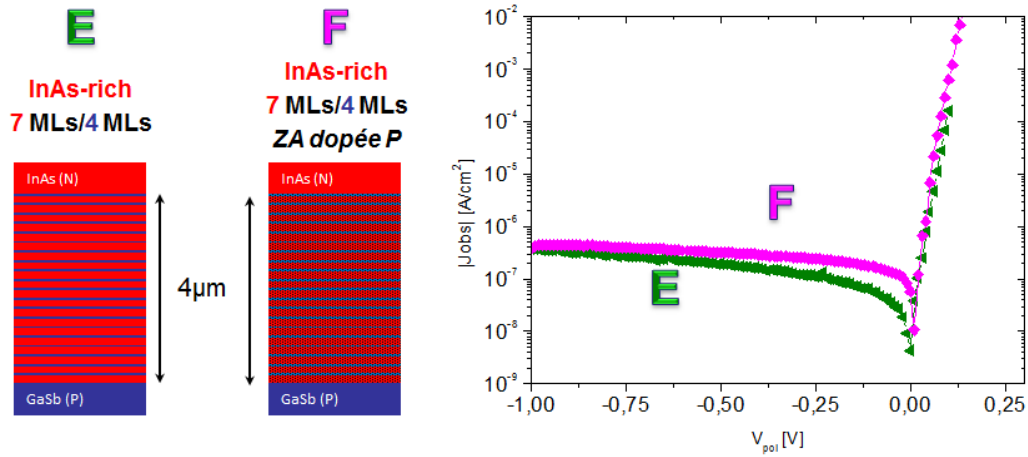


FIGURE 3.28 – Comparaison de la densité de courant d’obscurité d’une structure InAs-rich 7/4 de zone active de  $4\mu\text{m}$  dopée P (échantillon F) avec le courant d’obscurité de la même structure sans dopage volontaire dans la zone active (échantillon E), en fonction de la tension de polarisation, à 77K

dans l’échantillon E, la zone active est non intentionnellement dopée. On y voit que le courant d’obscurité de la structure dopée P est légèrement supérieur à celui de la structure non-intentionnellement dopée. Cela s’explique par le fait qu’à 77K, le détecteur a un courant d’obscurité limité par un régime de G-R. Dans ce régime, comme le montre l’[Annexe A](#), le courant d’obscurité est proportionnel à la largeur de la zone de charge d’espace et inversement proportionnel au temps de vie. Bien que la zone de charge d’espace soit moins large dans l’échantillon F que dans le E, le temps de vie des porteurs minoritaires est plus faible pour une structure dopée P que pour une structure nid (cf [Section 3.2.3](#)) donc le courant d’obscurité est plus faible pour le mono-élément E que pour le F.

La [Figure 3.29](#) montre les rendements quantiques spectraux pour les échantillons E et F. La mesure est effectuée à une température de fonctionnement de  $T = 77\text{K}$  à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . On y voit que le rendement quantique de l’échantillon F atteint son maximum à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  pour  $\lambda = 2\mu\text{m}$ . A cette longueur d’onde, le rendement quantique vaut 61%. L’échantillon F est celui, de toutes les structures présentées dans cette thèse, qui a le meilleur rendement à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ .

En encart de la [Figure 3.29](#), on peut voir le rendement quantique des échantillons F et E à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  en fonction de la tension de polarisation en inverse. Pour l’échantillon E, comme on l’avait vu sur la [Figure 3.12](#), le rendement quantique augmente avec la tension de polarisation en inverse. Pour l’échantillon F, le rendement quantique augmente légèrement entre 0V et  $-0.3\text{V}$ , puis est constant pour des tensions (en inverse) plus élevées. Cela signifie que la longueur de diffusion des électrons est inférieure à  $4\mu\text{m}$ . Estimée avec la même méthode que pour celle des trous, la longueur de diffusion des électrons vaut  $3\mu\text{m}$ . A  $-0.3\text{V}$ , le rendement quantique maximum (à  $\lambda = 2\mu\text{m}$ ) vaut 73%. Cette valeur place donc le superréseaux InAs-rich MWIR à l’état de l’art.

Cette structure a aussi été testée en terme de bruit. La [Figure 3.30](#) compare



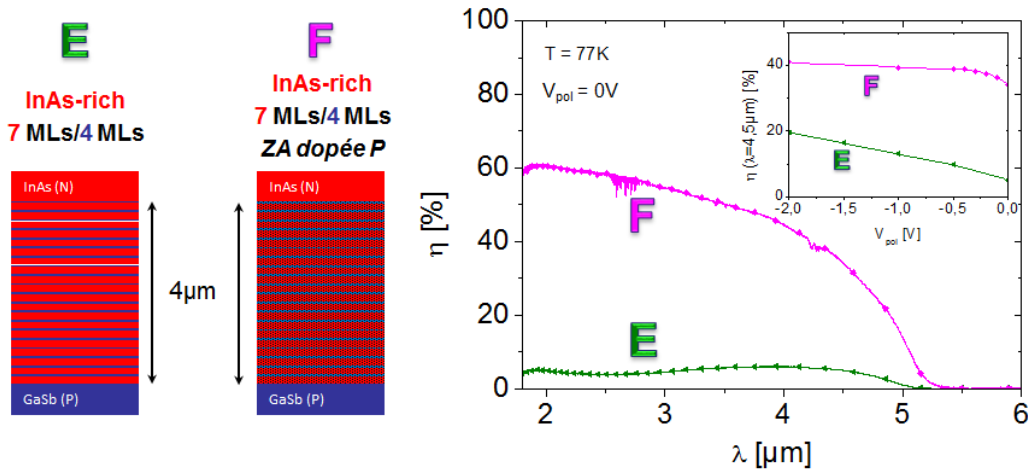


FIGURE 3.29 – Comparaison du rendement quantique spectral d’une structure InAs-rich 7/4 de zone active de 4 μm dopée P (échantillon F) avec le rendement quantique spectral de la même structure sans dopage volontaire dans la zone active (échantillon E). En encart : même comparaison à  $\lambda = 4.5 \mu\text{m}$  du rendement quantique en fonction de la tension de polarisation en inverse

deux spectres de bruit de structures InAs-rich. La température de fonctionnement des deux détecteurs est de 77K. La polarisation appliquée est de  $-0.1\text{V}$ . Toutefois, ces deux mono-éléments ne sont pas vraiment comparables, car ils n’ont pas la même épaisseur de zone active : la tension de polarisation appliquée aux bornes n’a donc pas le même effet. De plus ces deux spectres ont été effectués alors que les détecteurs sont éclairés par un corps noir, mais la température du CN n’est pas la même pour les deux mono-éléments :  $T_{CN} = 60^\circ\text{C}$  pour le C et  $T_{CN} = 30^\circ\text{C}$  pour le F. Malgré ces différences, on observe que le bruit en  $1/f$  est beaucoup plus important dans le mono-élément F que dans mono-élément C. Cela peut être corrélé au fait que sa zone active est plus épaisse que celle de l’échantillon C. Mais comme un seul pixel dans une structure InAs-rich avec zone active dopée P a été testé en terme de bruit, il est donc difficile de tirer une conclusion définitive sur cette structure en terme de bruit.

Comme c’est cette structure qui a donné le meilleur résultat en terme de rendement quantique à 77K, j’ai décidé d’étudier cette structure en faisant varier la température de fonctionnement du mono-élément F.

#### 3.4.2.2 Caractérisation pour des températures de fonctionnement supérieures à 77K

Cette caractérisation du rendement en fonction de la température de fonctionnement exige quelques modifications par rapport aux mesures en cryostat à bain. Pour faire varier la température de fonctionnement, il est obligatoire d’intégrer le détecteur dans un cryostat à circulation. Par ailleurs, pour des températures de fonctionnement supérieures à 120K, il est nécessaire d’utiliser une sortie focalisée du FTIR pour mesurer le rendement quantique normalisé. Cela s’explique par le fait que le courant d’obscurité augmente avec la température de fonctionnement du détecteur, comme le montre la Figure 3.31. Cette



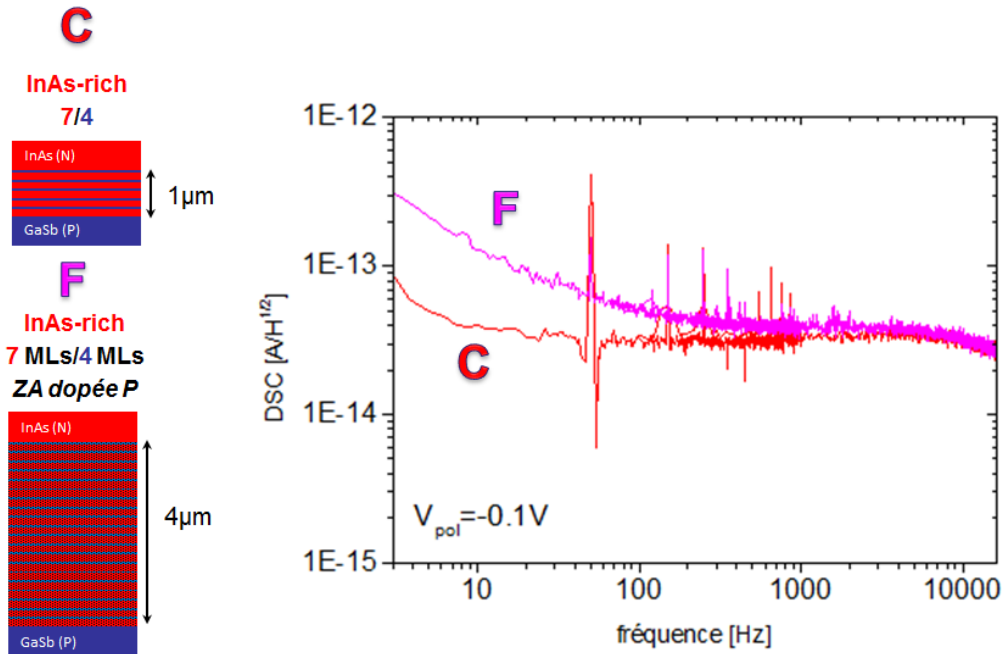


FIGURE 3.30 – Comparaison des spectres de bruit de la structure InAs-rich sans dopage intentionnel avec AZT = 1  $\mu\text{m}$  (C) et de la structure InAs-rich avec dopage P dans la zone active et AZT = 4  $\mu\text{m}$  (F). La mesure a été réalisée à  $T = 77\text{K}$  et  $V_{\text{pol}} = -0.1\text{V}$ . L'échantillon C était éclairé par un corps noir à  $T_{\text{CN}} = 60^\circ\text{C}$  et le F par un CN à  $T_{\text{CN}} = 30^\circ\text{C}$

figure permet aussi de voir que pour des températures de fonctionnement inférieures à 120K, le courant d'obscurité est limité par un régime de G-R, et pour celles supérieures, par un régime de diffusion. Ainsi le flux reçu doit être plus important pour que le courant photonique soit supérieur au courant d'obscurité. De plus, le bruit dû au courant d'obscurité augmente lui aussi. Le corps noir utilisé pour calibrer les rendements est un corps noir étendu pouvant opérer jusqu'à 800°C.

La Figure 3.32 montre l'évolution du rendement quantique entre 77K et 150K pour une tension de polarisation de  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . On y voit que, plus la température de fonctionnement augmente, plus la longueur d'onde de coupure du détecteur augmente, en relation avec la variation du gap effectif de la structure en température. De plus, on peut constater qu'entre  $\lambda = 2\mu\text{m}$  et  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$ , à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ , le rendement quantique est constant de  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$  jusqu'à  $T_{\text{fonctionnement}} = 130\text{K}$ . A partir de 140K, le rendement quantique dans cette zone spectrale diminue. Cela est dû au fait que la longueur de diffusion (des électrons) diminue avec la température de fonctionnement. D'après l'Équation 3.7, la longueur de diffusion est proportionnelle à la racine carrée de la durée de vie des porteurs, et, comme le montre la Section 3.2.3, cette durée de vie décroît avec la température de fonctionnement. A partir de 140K, la longueur de diffusion est tellement affectée que le rendement quantique chute. Cela est conforme à ce qui a déjà été observé sur l'évolution du rendement quantique spectral en fonction de la température de fonctionnement [Nguyen

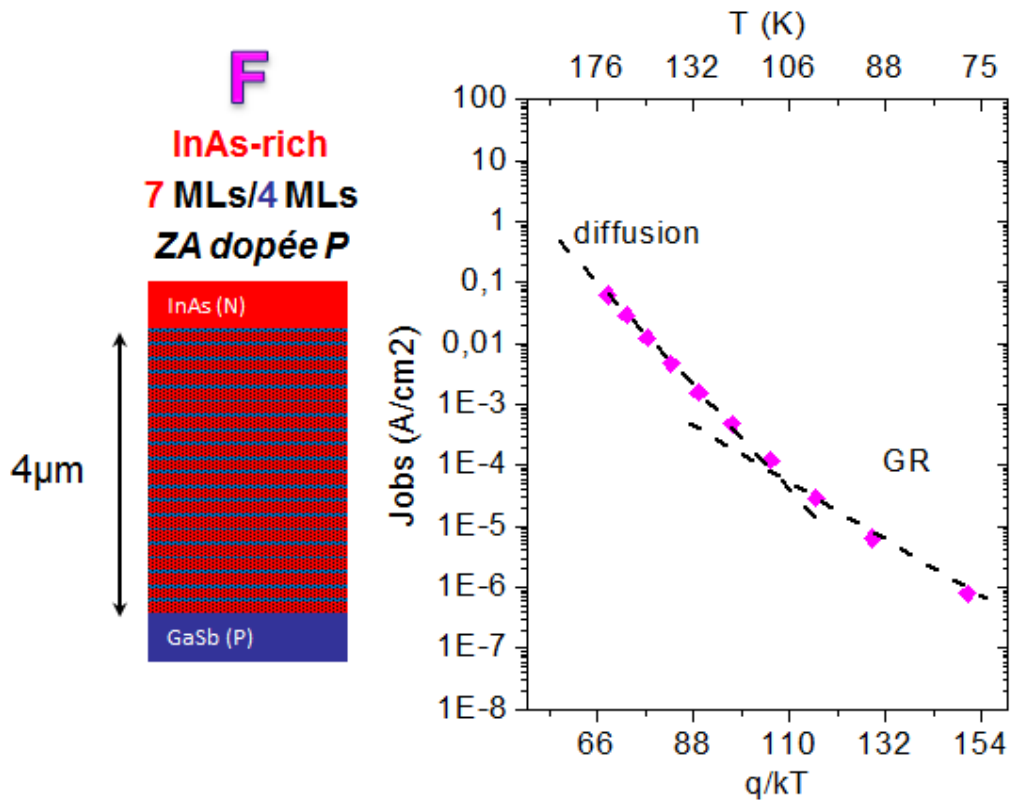


FIGURE 3.31 – Densité de courant d’obscurité à  $V_{pol} = -50mV$  en fonction de la température de fonctionnement pour le mono-élément F

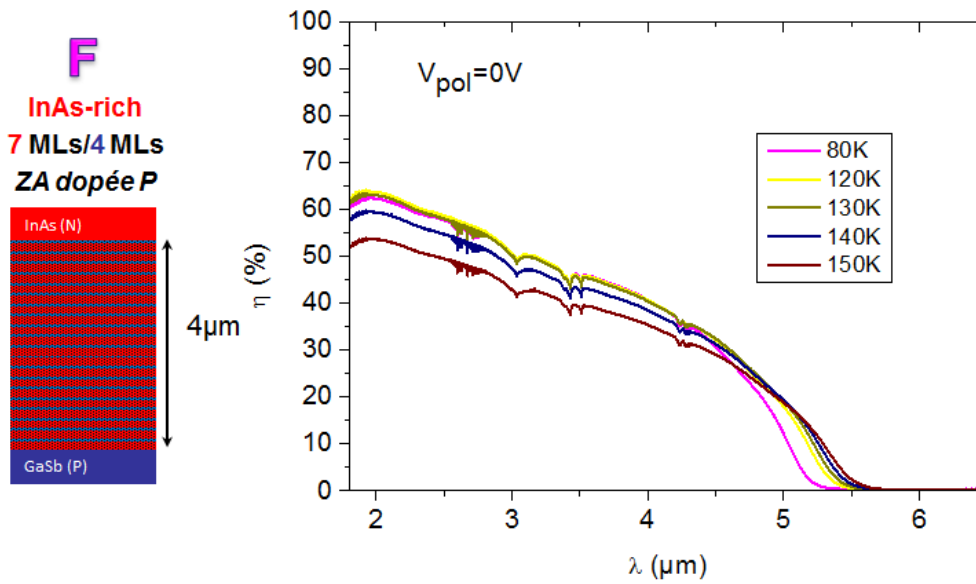


FIGURE 3.32 – Rendement quantique spectral à  $V_{pol} = 0V$  pour différentes températures de fonctionnement du mono-élément F, InAs-rich avec une zone active de 4  $\mu m$  d’épaisseur dopée P

*et al.*, 2009]. Pour l'équipe de Razeghi, le rendement quantique commence à chuter à  $T = 190\text{K}$ , mais la structure testée est une GaSb-rich 7/11 avec  $AZT=2\mu\text{m}$ .

La mesure de bruit n'a pas été menée en fonction de la température de fonctionnement. Cette mesure sous flux exige de choisir une température du corps noir qui permette à toutes les températures de fonctionnement de pouvoir avoir un courant photonique supérieur à celui d'obscurité. Cela exige des températures de CN très élevées, loin des températures généralement utilisées pour déterminer la détectivité spécifique  $D^*$ .

J'ai donc préféré déterminer un  $D^*$  calculé. Pour déterminer la température BLIP (Background Limited Infrared Performances), j'ai déterminé le  $D^*$  à  $\text{FOV}=0^\circ$  par le calcul, grâce à l'Équation 1.14, pour  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . Le  $D^*$  à  $\text{FOV}=0^\circ$  et à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$  est aussi parfois qualifié de  $D^*$  limité par la contribution Johnson : dans le calcul du bruit, seule la contribution Johnson intervient. Le  $D_{\text{BLIP}}^*$  correspond à la détectivité spécifique limitée par le bruit de photons incident et non par les performances intrinsèques du détecteur. Le  $D_{\text{BLIP}}^*$  est calculé en prenant un rendement quantique maximal théorique (70%) et en prenant pour le bruit le seul bruit de photons : il s'agit de la contribution Schottky du courant photonique, dû à un corps noir à 300K, pour le détecteur avec un champ de  $180^\circ$  (obtenu par le calcul). La température BLIP est la température la plus élevée pour laquelle le  $D^*$  limité par la contribution Johnson est supérieur au  $D_{\text{BLIP}}^*$ . J'ai opté pour cette solution car elle est très rapide (le calcul évite de longues mesures de bruit) et qu'elle permet une première comparaison du rapport signal sur bruit entre les différentes températures de fonctionnement. Le calcul de ce  $D^*$  est détaillé en Annexe B.

La Figure 3.33 montre le résultat de ce calcul. On y voit que, plus la température de fonctionnement est élevée, plus le  $D^*$  est faible. C'est logique, car le rendement est constant (ou diminue légèrement) avec la température de fonctionnement, mais le courant d'obscurité, et donc le bruit dont il est responsable, augmentent avec la température de fonctionnement. A 77K, pour  $\lambda = 5\mu\text{m}$ , le  $D^*$  limité Johnson atteint une valeur de  $1 \cdot 10^{13} \text{cm}/(\sqrt{\text{HzW}})$ . A 150K, pour  $\lambda = 5\mu\text{m}$ , le  $D^*$  limité Johnson atteint une valeur de  $8 \cdot 10^9 \text{cm}/(\sqrt{\text{HzW}})$ . On voit que la détectivité à 110K pour des longueurs d'ondes comprises entre  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  et  $5\mu\text{m}$  est encore supérieure à la détectivité BLIP. Le détecteur F peut donc fonctionner à des températures légèrement supérieures à 110K. Ces valeurs sont à comparer à celles reportées dans la Section 1.4.3.3. La valeur maximale de  $6 \cdot 10^{11} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  déterminée (à  $\lambda = 4\mu\text{m}$ ) par [Kim *et al.*, 2008] à 77K a été obtenue sous flux (FOV non nul) : cette valeur est très proche du  $D_{\text{BLIP}}^*$  ; dans cette thèse, comme le  $D^*$  limité par la contribution Johnson à 77K est supérieur au  $D_{\text{BLIP}}^*$ , cela équivaut à un  $D^*$  sous flux proche du BLIP. La valeur obtenue ici à 77K est aussi supérieure à celle de [Rodriguez *et al.*, 2007] ( $10^9 \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$ ) et à celle de [Nguyen *et al.*, 2009] ( $8 \cdot 10^{11} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $\lambda = 5\mu\text{m}$ ). Par contre, à 150K, la valeur obtenue dans cette thèse est inférieure à celle de  $D^* = 1 \cdot 10^{12} \text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$  obtenue (à  $\lambda = 4\mu\text{m}$ ) par [Razeghi *et al.*, 2011] (ou [Pour *et al.*, 2011]). C'est dans cette même publication que l'équipe de Razeghi atteint une température BLIP de

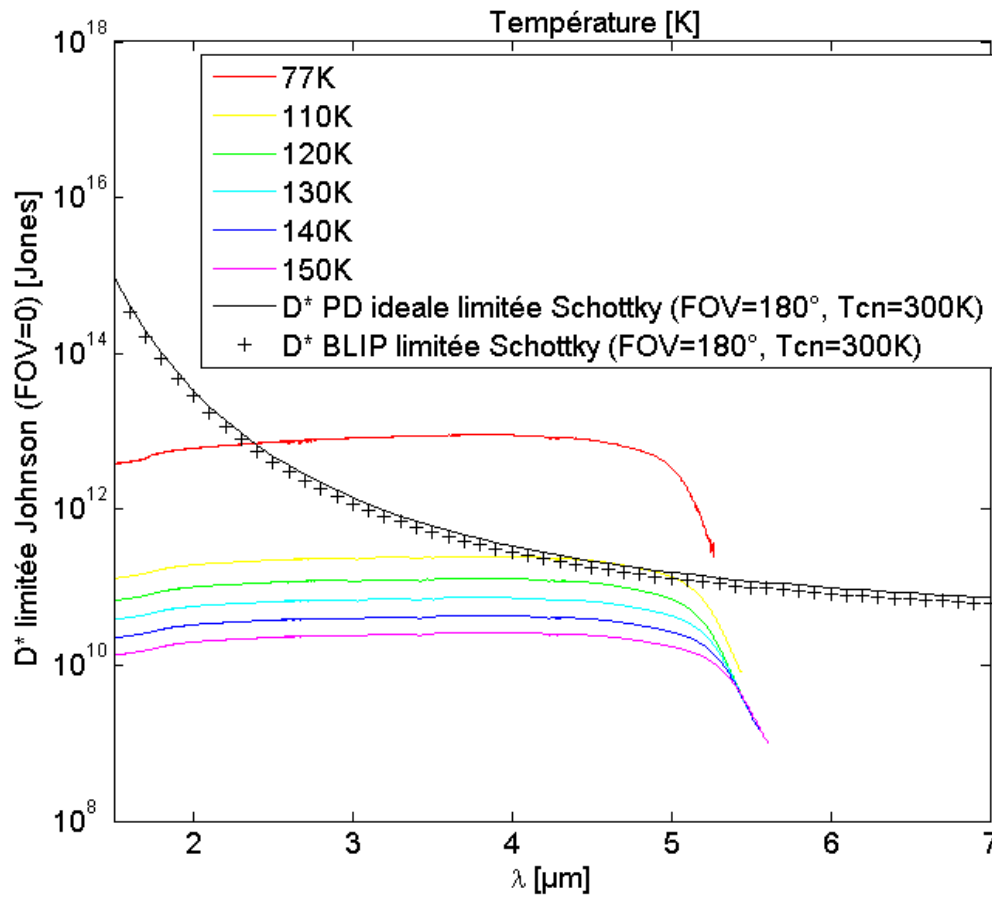


FIGURE 3.33 – Détectivités spécifiques spectrales calculées pour un FOV=0° à  $V_{pol} = 0V$  pour différentes températures de fonctionnement

180K. Cette performance doit être légèrement relativisée : en effet, le composant qui a permis cette mesure à une longueur d’onde de coupure à  $T = 150K$  de  $\lambda_c = 4.2\mu m$  ; sa longueur d’onde de coupure à 77K est donc plus faible : c’est un avantage en terme de courant d’obscurité. Ce même composant en configuration matricielle montre des performances en terme de NETD dégradées à partir de 120K de température de fonctionnement. Dans une publication plus récente, cette même équipe a obtenu une température BLIP de 165K pour un détecteur ayant une longueur d’onde de coupure de  $4.6\mu m$  à 77K [Chen *et al.*, 2015]. La température de fonctionnement des détecteurs concurrents sera abordée plus en détails dans la Postface, mais on peut dire que la température BLIP obtenue est inférieure au 150K de température de fonctionnement des FPAs de SCD [Karni *et al.*, 2014], Selex [Selex, 2015] et Sofradir [Sofradir, 2015b].

Cette "faible" température BLIP s’explique par un fort courant d’obscurité. C’est surtout la contribution du courant de diffusion qu’il faut réduire pour atteindre des hautes températures de fonctionnement. D’après l’Équation A.1, pour avoir un faible courant de diffusion, il faut soit un temps de vie long, ce qui n’est pas notre cas, soit un dopage fort. Une possibilité pour atteindre une température BLIP plus élevée serait d’augmenter fortement le dopage utilisé.

Par contre, augmenter le dopage augmente la contribution tunnel du courant d'obscurité. Une solution serait d'utiliser une barrière de potentiel, comme expliqué dans la [Section 1.2.5.2](#). C'est avec ce genre de structure que l'équipe de Razeghi atteint une température BLIP à 180K [[Pour et al., 2011](#)].

Suite à ces résultats obtenus sur mono-élément, la fabrication d'une matrice présentant une zone active InAs-rich 7/4 dopée P a été proposée dans le cadre du PEA VITRAIL. Le design que j'ai proposé est le même que celui de l'échantillon F (même période, même dopage). Seule l'épaisseur de la zone active est plus faible. J'ai choisi une épaisseur de  $2\mu\text{m}$ , car la configuration matricielle autorise un multi-passage dans la structure. Cette matrice est en cours de réalisation, mais une étape dans la fabrication des matrices s'est depuis cette proposition révélée critique : il s'agit du retrait du substrat en GaSb. Une action est en cours pour retirer d'une manière bien contrôlée ce substrat.

### 3.5 CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, j'ai montré que la structure InAs-rich 7/4, qui semblait la plus prometteuse en termes de courant d'obscurité et de bruit, a un rendement quantique pénalisé par une collection non optimale. Ainsi, pour une zone active nid épaisse de  $1\mu\text{m}$  éclairée "face avant", son rendement quantique est inférieur à celui de la structure GaSb-rich 10/19 et de la symétrique 10/10. Pour diagnostiquer cette collection non-optimale, j'ai dû déterminer le rendement quantique de détecteurs InAs-rich 7/4 ayant différentes épaisseurs de zone active. J'ai étudié ces rendements quantiques à différentes tensions de polarisation. Cela m'a permis de mettre à jour le fait que la longueur de diffusion des trous dans la structure InAs-rich était très faible. À l'aide d'un modèle tout analytique se basant sur les équations de Hovel, j'ai estimé cette longueur de diffusion des trous égale à  $80\text{nm}$ .

Pour remédier à cette collection non optimale dans la structure InAs-rich, j'ai proposé deux solutions différentes. La première consiste à placer la jonction PN du côté du détecteur où les photons rentrent dans la structure : cette solution a pu être testée grâce à la caractérisation de la première matrice française de détecteurs à superréseau InAs/GaSb opérant dans le MWIR. Le rendement quantique obtenu dans la matrice est d'en moyenne (sur la bande  $[3 - 4.5\mu\text{m}]$ ) 42% à 77K. Cette valeur est très encourageante pour une première matrice.

La deuxième solution proposée a été de changer de porteurs minoritaires, car la mobilité des électrons est plus élevée que celle des trous : il est donc logique d'avoir une longueur de diffusion des électrons supérieure à celle des trous. Cette solution permet d'obtenir un rendement maximal de 61% à tension de polarisation nulle et à 77K. En polarisant légèrement ( $-0.3\text{V}$ ), le rendement atteint 73%, la valeur théorique maximale. Le détecteur InAs-rich 7/4 avec zone active dopée P atteint donc des performances électro-optiques à l'état de l'art à 77K. Il atteint une température BLIP de 110K, ce qui est un résultat encourageant mais légèrement inférieur à ce que sont capables de réaliser certains détecteurs concurrents.

Au cours de cette thèse, les détecteurs disponibles pour la détection infrarouge ont évolué. Or pour statuer sur le potentiel d'une filière, il ne faut pas se baser uniquement sur les performances obtenues par l'équipe française. Il faut donc étudier l'évolution de la concurrence. Dans cette partie, je me consacre uniquement aux deux applications potentielles du SR InAs/GaSb : le HOT MWIR et le LWIR (et VLWIR). D'autres filières concurrentes au superréseau InAs/GaSb sont apparues, comme par exemple les détecteurs à superréseaux InAs/InAsSb. D'autres filières se sont largement développées, comme les détecteurs InAsSb. Les filières bien établies ont par ailleurs continué leur progression. Enfin les laboratoires concurrents, notamment les ténors américains, ont aussi proposé des évolutions dans le SR InAs/GaSb.

### DÉVELOPPEMENT DES DÉTECTEURS DANS LE HOT MWIR

Relativement peu de travaux sur le superréseau InAs/GaSb ont été menés dans le MWIR pendant la période qu'a couverte cette thèse. L'effort s'est surtout concentré sur le LWIR, notamment aux USA. On peut tout de même préciser que durant cette période, la société IRnova, basée en Suède, a décidé de se lancer dans la commercialisation de matrices de détecteurs à superréseau InAs/GaSb opérant dans le MWIR. A l'été 2014, IRnova a proposé une première matrice de  $320 \times 256$  pixels au pas de  $30\mu\text{m}$ , avec une couverture spectrale entre 3.5 et  $5\mu\text{m}$ . Un an après, ils ont proposé un autre FPA, avec la même couverture spectrale, au format  $640 \times 512$ , au pas de  $15\mu\text{m}$  [IRnova, 2015]. Ces matrices atteignent des NETD entre 12 et 20mK, pour une ouverture de f/4 et une cadence image de 60Hz. Dans cette section, le  $t_i$  ne sera pas souvent donné pour la NETD : la plupart des constructeurs préfèrent donner la fréquence image, donc le temps trame qui a été utilisé lors de la mesure. Cela n'est malheureusement pas équivalent : la seule chose que l'on puisse dire est que le  $t_i$  est inférieur ou égal à ce temps trame. IRnova annonce sur son site internet une température de fonctionnement de l'ordre de 120K. Il semble qu'ils utilisent des structures 10/11.5 avec une jonction  $P\pi MN$  [Martijn *et al.*, 2013].

Ces performances sont comparables à la matrice HgCdTe de SOFRA-DIR appelée SCORPIO MW ( $640 \times 512$ , au pas de  $15\mu\text{m}$ , avec une NETD inférieure à 18mK,  $\lambda_c = 5\mu\text{m}$  à 90K). Mais la matrice SCORPIO MW n'est pas le dernier produit opérant dans le MWIR développé par Sofradir. Cette entreprise avait déjà annoncé à la conférence SPIE DSS 2012 la réalisation d'une matrice HgCdTe  $1024 \times 768$  atteignant des NETD de l'ordre de 20mK à  $T_{\text{fonctionnement}} = 110\text{K}$  (Ce FPA est vendu sous l'appellation DAPHNIS, sa longueur d'onde de coupure est  $\lambda_c = 4.9\mu\text{m}$  à sa température de fonctionnement).



De plus, Sofradir est en train de passer d'une technologie HgCdTe N sur P à P sur N. Une température de fonctionnement de 150K a été démontrée sur un prototype [Sofradir, 2015b], une matrice  $640 \times 512$ , au pas de  $15\mu\text{m}$ . Cette matrice, présentée à la conférence SPIE DSS 2015, atteint une NETD de l'ordre de 20mK (avec  $\lambda_c = 5.2\mu\text{m}$  à 150K). On peut aussi citer la matrice HOT HAWK de Selex à base de HgCdTe qui présente globalement les mêmes performances [Selex, 2015].

Une autre filière a véritablement émergé depuis l'été 2012. Il s'agit des détecteurs InAsSb. Ce matériau présente l'avantage d'être III/V, donc les détecteurs InAsSb peuvent potentiellement présenter une bonne uniformité sur FPA. En 2010, la société SCD (SemiConductor Devices) a montré la faisabilité de photodiodes utilisant ce matériau. Pour faire fonctionner ce détecteur à 150K, SCD a préconisé une structure XBn, car à cette température de fonctionnement, le courant d'obscurité est limité par sa contribution G-R [Klipstein *et al.*, 2010a]. Ils ont présenté la première matrice (HOT PELICAN) l'année suivante [Shtrichman *et al.*, 2012], avec un format de  $640 \times 512$ , au pas de  $15\mu\text{m}$ , basée sur une structure nBn. En 2014, SCD a montré la faisabilité d'un FPA large format  $1280 \times 1024$ , au pas de  $15\mu\text{m}$ , opérant à 150K. Il s'agit du composant HOT HERCULES, qui affiche une NETD de 25mK pour une cadence image de 100Hz. L'InAsSb, apparu sur le marché après le HgCdTe, semble connaître un progrès fulgurant. Il faut toutefois noter qu'à une température de fonctionnement de 150K, l'InAsSb a une longueur d'onde de coupure de  $4.2\mu\text{m}$ . Contrairement au HgCdTe et au superréseau InAs/GaSb, cette longueur d'onde de coupure n'est pas réellement ajustable. Pour atteindre des longueurs d'ondes plus élevées, il faut que l'alliage soit plus riche en Antimoine (Sb), ce qui implique de trop fortes contraintes dans la structure, qui n'est plus en accord de maille sur le substrat GaSb. Ne pas avoir accès au canal "rouge" de la bande MWIR peut se révéler être un inconvénient pour certaines applications, bien que ce ne soit pas le cas pour toutes les applications utilisant le MWIR.

Le [Tableau 4.1](#) montre une comparaison entre les meilleurs composants commerciaux MWIR cités ci-dessus. Le superréseau InAs/GaSb a encore un peu de retard au niveau température de fonctionnement. Cela dit, il s'agit de premières matrices commerciales dans le MWIR pour IRnova, et le matériau SR n'a pas la même maturité technologique que les deux autres matériaux présentés. La matrice SR montre une très bonne opérabilité (% de pixels fiables), même si la faible température de fonctionnement l'avantage sur ce critère ; de plus, la matrice InAsSb de SCD a 4 fois plus de pixels. Enfin, les critères choisis pour définir l'opérabilité peuvent différer entre les industriels, et ces critères ne sont généralement pas donnés.

Les résultats obtenus dans cette thèse à la [Section 3.4.2](#) montrent que le superréseau InAs/GaSb peut viser des températures de fonctionnement supérieures à 110K. C'est donc encourageant pour la filière, mais cela reste perfectible. La caractérisation de la prochaine matrice française à superréseau InAs/GaSb, réalisée dans le cadre du PEA VITRIL, qui présente un design optimisé dans



Paramètre	SR InAs/GaSb	HgCdTe	InAsSb
Entreprise	IRnova	Sofradir	SCD
Nom	IRnova640-MW-R	prototype	HOT HERCULES 1280
Format	$640 \times 512$	$640 \times 512$	$1280 \times 1024$
Pas pixel	$15\mu\text{m}$	$15\mu\text{m}$	$15\mu\text{m}$
Température de fonctionnement	120K	150K	150K
$\lambda_c$ à $T_{\text{fonc}}$	$5\mu\text{m}$	$5.2\mu\text{m}$	$4.2\mu\text{m}$
NETD	$< 20\text{mK}$	$< 20\text{mK}$	$< 25\text{mK}$
Opérabilité	$> 99.75\%$	$> 99.5\%$	$> 99.5\%$

TABLE 4.1 – Comparaison de FPA commerciaux opérant dans le MWIR disponibles au printemps 2015. D’après [IRnova, 2015], [Sofradir, 2015b] et [Karni *et al.*, 2014]

cette thèse, sera donc déterminante pour l’avenir de la filière en France pour des applications HOT MWIR. Elle permettra notamment l’étude de l’uniformité de ce matériau et de voir s’il est possible d’obtenir des corrections du bruit spatial fixe stables dans le temps. Les résultats obtenus par la filière française, qui n’est pas portée par un industriel, qui dispose donc de moins de moyens (financiers, humains,...) que les filières concurrentes, sont de bonne augure : on peut citer par exemple l’augmentation du rendement quantique obtenu durant cette thèse. La comparaison de la filière superréseau française avec les filières concurrentes doit prendre en compte, par exemple, le fait que la filière SR française ne dispose pas d’un bâti de croissance dédié.

L’ajout d’une barrière bloquante pourrait théoriquement améliorer les performances mais demande un travail compliqué d’ajustement dans la structure de bande. Il me semble que ce travail serait intéressant : de toute façon, l’utilisation d’une barrière bloquante est quasiment obligatoire pour le superréseau InAs/GaSb LWIR et VLWIR.

## DÉVELOPPEMENT DES DÉTECTEURS DANS LE LWIR ET LE VLWIR

La recherche académique a été très active à propos du superréseau InAs/GaSb opérant dans le LWIR depuis 2012. Il s’agit souvent de publications sur l’optimisation des barrières [Baril *et al.*, 2014, Gautam *et al.*, 2013b, Klipstein *et al.*, 2014], quasiment indispensables dans le LWIR. La nouvelle qui a fait sensation à propos du superréseau est sans conteste la mise au catalogue de la société SCD d’une matrice à SR au début de l’année 2015. Ce FPA, appelé Pelican-D LW, a été présenté pour la première fois à la conférence SPIE DSS 2015. Il a un format de  $640 \times 512$ , au pas de  $15\mu\text{m}$ . Le format est donc inférieur à  $1024 \times 1024$ , le format du FPA présenté dans la Section 1.4.3.2, proposé par QmagiQ, mais le pas pixel est légèrement plus faible ( $18\mu\text{m}$  pour QmagiQ). La

NETD, obtenue pour une ouverture  $N = f/2.7$ , à  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$  et une cadence image de 240Hz, est de 36mK, ce qui est comparable à celle de QmagiQ (30mK pour  $T_{\text{fonctionnement}} = 77\text{K}$ ,  $T_{\text{CN}} = 300\text{K}$  et  $N = f/4$ ). Les rendements quantiques des deux matrices sont équivalents :  $\simeq 50\%$ .

Le composant SCD est comparé à une matrice commerciale Sofradir sur le [Tableau 4.2](#). Ces deux matrices présentent des caractéristiques comparables en terme de longueur d'onde de coupure, de format et de pas pixel. Le SCORPIO LW de Sofradir, qui présente une NETD de 22mK obtenue à 100K pour une ouverture de  $f/2$  et une cadence image de 210Hz, est sur le marché depuis plus longtemps. Il a globalement de meilleures performances que le composant SCD, que ce soit en termes de rendement quantique, température de fonctionnement et NETD, mais cela est à mettre en perspective avec le fait que SCD propose une matrice LWIR seulement depuis peu. Sofradir est aussi en train de passer en P sur N pour le LWIR, permettant d'augmenter légèrement la température de fonctionnement jusqu'à 110K, en gardant les autres performances identiques.

Paramètre	HgCdTe	SR InAs/GaSb
Entreprise	Sofradir	SCD
Nom	SCORPIO LW	Pelican-D LW
Format	$640 \times 512$	$640 \times 512$
Pas pixel	$15\mu\text{m}$	$15\mu\text{m}$
$\lambda_c$ à 78K	$9.3\mu\text{m}$	$9.5\mu\text{m}$
Rendement	$> 90\%$	$> 50\%$
NETD	22mK	36mK
Opérabilité	$> 99.5\%$	$> 99\%$
Température de fonctionnement	100K	90K

TABLE 4.2 – Comparaison de FPA commerciaux opérant dans le LWIR disponibles au printemps 2015. D'après [\[Sofradir, 2015a\]](#) et [\[SCD, 2015\]](#)

Une autre filière de détecteurs a émergé pour le LWIR (et le VLWIR) en 2014 : il s'agit de la filière superréseau InAs/InAsSb (superréseau sans Gallium). Depuis quelques années, il a été démontré que ce type de structures avait comme le superréseau InAs/GaSb un gap ajustable. Il a aussi été montré que les temps de vie des porteurs minoritaires dans le superréseau InAs/InAsSb sont beaucoup plus longs que ceux mesurés dans le superréseau InAs/GaSb. Alors que le temps de vie des porteurs minoritaires vaut typiquement 30ns dans le LWIR pour le SR InAs/GaSb [\[Connelly et al., 2010\]](#), il est de l'ordre de 400ns pour le SR InAs/InAsSb [\[Steenbergen et al., 2011\]](#). On peut donc s'attendre à une très bonne collection dans les SR InAs/InAsSb. Malgré cela, avant 2014, aucune équipe n'avait réussi à obtenir des rendements quantiques dépassant 3% [\[Kim et al., 2012\]](#). La difficulté réside dans le fait que pour obtenir de hautes longueurs d'onde de coupure, il faut que l'alliage InAsSb soit riche en Antimoine (Sb). Comme l'InAs et l'InSb ont des paramètres de maille différents

(respectivement  $6.058\text{\AA}$  et  $6.48\text{\AA}$ ), pour compenser la contrainte dans l'alliage, il faut des couches d'InAs très épaisses. Les puits ont alors un moins bon couplage dans le SR InAs/InAsSb, le recouvrement des fonctions enveloppes est moins bon, l'absorption est moins bonne.

Malgré cela, l'équipe de Razeghi a montré à la conférence SPIE DSS 2014 un composant InAs/InAsSb VLWIR avec une longueur d'onde de coupure à  $17\mu\text{m}$ , montrant un rendement quantique de 46% à  $\lambda = 13\mu\text{m}$ ,  $T = 77\text{K}$  et  $V_{\text{pol}} = -0.3\text{V}$ . La période de la zone active est 35/12 et cette zone active a une épaisseur totale de  $2.3\mu\text{m}$  [Hoang *et al.*, 2014]. Grâce à l'interface substrat/SR, il y a une absorption multi-passage. Ces résultats, très encourageants, doivent être confirmés sur matrice pour se faire un avis sur le potentiel de cette filière.

Toutefois, l'équipe de SCD voit un inconvénient majeur à cette structure : l'impossibilité de faire une structure pBp (on veut que les porteurs minoritaires dans la zone absorbante soient des électrons, il n'est pas intéressant de faire du nBn dans le LWIR) [Klipstein, 2015]. Cela est dû au valence bande offset de la barrière, pas compatible avec la zone active. Or, à 77K, dans le LWIR, le SR InAs/InAsSb a un courant d'obscurité limité par la contribution G-R, donc une structure pBp permet de réduire le courant d'obscurité pour être limité par la diffusion. Et diminuer le courant d'obscurité permet potentiellement d'augmenter la température de fonctionnement.

L'avenir de la filière SR InAs/InAsSb est donc en ce moment sujet à débats.

Le superréseau InAs/GaSb doit encore être optimisé pour s'imposer sur le marché dans le LWIR. Le fait qu'un grand industriel (SCD) commence à commercialiser des matrices est très encourageant pour la filière. Il faut cependant noter que cet industriel ne dispose pas de la technologie HgCdTe et ne commercialisait pas de composant LWIR avant.

Aux Etats-Unis, la majeure partie de la recherche actuelle sur le SR InAs/GaSb est financée par le Night Vision and Electronic Sensors Directorate (NVESD, un laboratoire de l'armée) via un programme intitulé VISTA (Vital Infrared Sensor Technology Acceleration). Très peu d'informations filtrent sur les résultats de ce programme. Toutefois, il est intéressant de noter que les américains continuent de financer fortement cette recherche.

Il faut donc pour statuer dans le LWIR refaire le travail qui a été mené dans cette thèse et dans toutes les thèses françaises qui ont précédé sur le SR MWIR. Une thèse a commencé à l'IES (Rémi Rossignol, 2014-2017) avec pour objectif la réalisation de photodiode à SR InAs/GaSb dans le LWIR. Une thèse commencera aussi à l'ONERA en octobre 2015 pour la caractérisation de ces photodiodes.



## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

---

Ce travail s'inscrit dans une démarche entamée en France depuis plus d'une dizaine d'années, puisque le travail sur le superréseau InAs/GaSb pour la détection infrarouge en France a commencé en 2002. Depuis, beaucoup de progrès ont été effectués en terme de compréhension du matériau et de croissance et réalisation de tels détecteurs. Cette thèse s'est en majeure partie consacrée au domaine spectral MWIR. Elle avait pour but d'améliorer la connaissance de la structure SR et de s'attacher à la potentialité d'adresser les applications HOT MWIR avec le superréseau InAs/GaSb.

Le [Chapitre 1](#) de ce manuscrit rappelle le contexte de cette étude. La structure superréseau est présentée. Le superréseau InAs/GaSb est un superréseau de type III également appelé type II désaligné. Cet empilement d'InAs et de GaSb présente différents avantages pour la détection infrarouge. En tout premier lieu la flexibilité de cette structure permet d'obtenir différentes énergies de gap et peut donc adresser des longueurs d'onde de coupure du SWIR au VLWIR. Les performances aux hautes longueurs d'onde de coupure sont avantageuses dans le SR plus que dans les matériaux bulk, grâce à une forte masse effective des porteurs dans le SR. Le faible taux théorique de recombinaison Auger présent dans ces structures est aussi un avantage, car les recombinaisons Auger peuvent pénaliser le temps de vie des porteurs minoritaires. Enfin, en tant que matériau III/V, on attend du SR une grande uniformité dans la réalisation de grands plans focaux. C'est pourquoi les applications potentielles pour le SR InAs/GaSb sont les matrices HOT MWIR et les grands plans focaux LWIR et VLWIR.

En 2010, l'IES a proposé une structure InAs-rich, avec plus d'InAs que de GaSb dans la période du superréseau. Cette structure présente un courant d'obscurité plus faible que les structures symétriques classiques, avec autant d'InAs que de GaSb dans chaque période. Théoriquement, elle présente aussi un meilleur rendement quantique, mais avant cette thèse cela n'avait pas été vérifié expérimentalement. La structure n'avait pas été évaluée en terme de bruit et sur d'autres critères permettant de statuer sur une filière de détecteurs.

C'est pourquoi, dans le [Chapitre 2](#), j'ai choisi et mis en place une méthode de caractérisation pour connaître les performances électro-optiques utiles pour l'orientation de la filière superréseau InAs/GaSb. Il a d'abord fallu adapter l'interface du détecteur SR conditionné sur boîtier TO-8 par l'IES aux cryostats de laboratoires disponibles à l'ONERA. Le passage d'un cryostat à bain à un cryostat à circulation a permis de faire une étude des performances des détecteurs en fonction de leur température de fonctionnement. J'ai adapté certains bancs de test déjà existant, comme ceux permettant de mesurer le rendement quantique spectral, la réponse angulaire ou le bruit. Cette méthode

de caractérisation concerne aussi bien de simples pixels en configuration mono-élément que des matrices de pixels. Pour la matrice de pixels, j'ai aussi travaillé en collaboration avec un doctorant de l'ONERA pour proposer une mesure de FTM. J'ai aussi monté un banc de test de mesure de temps de vie des porteurs minoritaires, par une technique de photoluminescence résolue en temps : cette caractérisation n'était pas proposée avant ma thèse par l'ONERA.

Une fois la méthode définie, je l'ai appliquée dans le [Chapitre 3](#). J'ai montré que bien que la structure InAs-rich présente un bruit plus faible que la structure symétrique et GaSb-rich, son rendement quantique semblait pénalisé, par un mécanisme intervenant au niveau de la collection. Sachant que les porteurs minoritaires dans cette structure sont les trous, j'ai identifié le fait que la longueur de diffusion des trous devait être très faible et qu'ainsi, seuls les porteurs photogénérés dans la zone de charge d'espace étaient collectés. Cela, combiné au fait que la jonction PN était située "loin" de la zone où les photons pénètrent dans la structure, pénalise fortement le rendement quantique. En utilisant un modèle tout analytique basé sur les équations de Hovel, j'ai déterminé une valeur de la longueur de diffusion des trous de 80nm pour une température de fonctionnement de 77K. Cette valeur extrêmement faible s'explique à la fois par un faible temps de vie, préalablement mesuré, et une faible mobilité, due à une masse effective importante.

Deux solutions ont été proposées pour s'affranchir de cette faible longueur de diffusion des trous. La première, qui a été testée grâce à la première matrice InAs-rich MWIR, consiste à changer le côté de l'éclairement : les photons pénètrent dans la structure du côté de la jonction PN. Le rendement moyen ainsi obtenu (sur la bande [3 – 4.5μm]) est de 42% à 77K, ce qui est un résultat très encourageant pour une première matrice. La deuxième solution envisagée a consisté à changer de porteurs minoritaires, en dopant légèrement P la zone active de la structure. Cette solution a été réalisée sur un mono-élément, dont le rendement maximal de 60% a été mesuré pour des températures de fonctionnement de 77K à 130K et à une tension de polarisation nulle. Une température BLIP de 110K a été déterminée pour ce composant, ce qui est certes inférieur à l'état de l'art SR, mais néanmoins très encourageant, d'autant que l'origine physique de cette limitation est identifiée : il s'agit du courant d'obscurité.

Dans une Postface, j'ai proposé une synthèse des principales avancées réalisées par d'autres acteurs de la détection infrarouge durant la période qu'a duré ma thèse, aussi bien avec des SR qu'avec des filières concurrentes, que ce soit dans le MWIR ou dans le LWIR (voire VLWIR).

Cette thèse a permis d'obtenir une meilleure connaissance du détecteur à superréseau InAs/GaSb. Elle donne des clefs pour l'analyse de la maturité technologique de cette filière. Elle a abouti au design d'une matrice, qui est en cours de réalisation dans le cadre du PEA VITRIL. La caractérisation de cette

matrice sera donc importante, notamment pour l'analyse de l'uniformité des pixels et la stabilité dans le temps des corrections pour réduire le bruit spatial fixe.

Cette thèse a aussi permis à l'ONERA de posséder de nouveaux bancs de test, très utiles pour l'orientation des filières. C'est notamment le cas du banc de mesure des temps de vie par photoluminescence résolue en temps. La mesure de durée de vie des porteurs minoritaires a permis d'établir une collaboration avec le CHTM. A ce jour, seuls des échantillons dédiés à la mesure de temps de vie des porteurs minoritaires nous ont été fournis, mais des mono-éléments devraient aussi nous être livrés. Sur la mesure de durée de vie des porteurs minoritaires, quelques points restent à éclaircir. Il faudrait refaire des mesures à plus faibles injections, changer d'échantillons fournis par l'IES, pour être sûr que le phénomène observé (durée de vie constante pour des températures comprises entre 10K et 90K) sur l'échantillon IES 2 (InAs-rich 7/4) n'est pas lié à un défaut de croissance. A plus long terme, ce banc peut aussi être légèrement modifié pour explorer la durée de vie dans des structures SR LWIR : il faudra pour cela changer de photodiode de collection, puisque celle que j'utilise a une longueur d'onde de coupure à  $8\mu\text{m}$ , et de longueur d'onde de pompage optique. Il peut aussi être envisagé pour mesurer des durées de vie dans d'autres types de matériaux, comme par exemple l'InAsSb ou le SR InAs/InAsSb.

Cette thèse a aussi permis d'améliorer des bancs de tests existants : c'est la cas sur la mesure de rendement quantique spectral, où une méthodologie a été apportée pour être sûr de ne pas avoir une mesure entachée par une erreur radiométrique. Cela a été réalisé en utilisant deux bancs avec des corps noirs différents. Cette méthodologie est applicable, dans le cadre de caractérisations routinières contractuelles, à tous types de filières de détecteurs, dans toutes les bandes spectrales de l'infrarouge. Cette méthode a aussi permis l'inter-comparaison entre les différents corps noirs disponibles au laboratoire et a validé leur étalonnage.

A partir des informations dont je dispose aujourd'hui, mon avis est que l'effort le plus significatif doit être mis sur le LWIR plutôt que sur le HOT MWIR. En effet, les performances en termes de courant d'obscurité et de RoA dans le MWIR pour le SR InAs/GaSb sont inférieures à celles de la Ruleo7, même en utilisant des structures à barrières. Cela, couplé au faible temps de vie et à une mobilité relativement faible, n'est pas à l'avantage du SR pour viser les applications HOT MWIR.

Une autre sortie de cette thèse est que des matériaux émergents devraient aussi être étudiés plus précisément pour la détection infrarouge, comme l'InAsSb dans le MWIR et le SR InAs/InAsSb dans le VLWIR.

Une avancée importante à l'avenir pour la filière française serait d'incorporer une barrière bloquante dans la structure de bande. Cela permettrait d'augmenter les performances du SR en MWIR pour des applications HOT. Mais cela permettrait surtout de faire des détecteurs capables d'adresser le LWIR. Cette volonté d'aller vers le LWIR se concrétise par une thèse commencée à l'IES (Rémi Rossignol, 2014-2017) et une qui débutera à l'ONERA à la suite de cette thèse. C'est aussi dans cette optique que l'ONERA a acheté à IRnova une



matrice MWIR, qui possède une structure à barrière. La caractérisation de cette matrice permettra d'avoir un premier avis sur les structures à barrières.

## ANNEXES



## COURANT D'OBSCURITÉ DANS LES PHOTODÉTECTEURS

## Sommaire

A.1	Courant de diffusion . . . . .	148
A.2	Courant de Génération-Recombinaison . . . . .	148
A.3	Courants tunnels . . . . .	149
A.4	Courants de fuite . . . . .	149

Une photodiode à jonction PIN, même si elle n'est soumise à aucun flux, émet un courant en fonction de la tension de polarisation appliquée à ses bornes. Ce courant se nomme courant d'obscurité. Il a été largement décrit dans [Cervera, 2011] et dans [Taalat, 2013]. Ce courant est régi par différents mécanismes. Ainsi le courant d'obscurité est la somme de quatre contributions de courant, qui sont :

- le courant de diffusion (diff),
- le courant de génération-recombinaison (G-R),
- les courants tunnels,
- les courants de fuite.

La Figure A.1 montre ces différents mécanismes de courant dans une jonction PIN idéale.

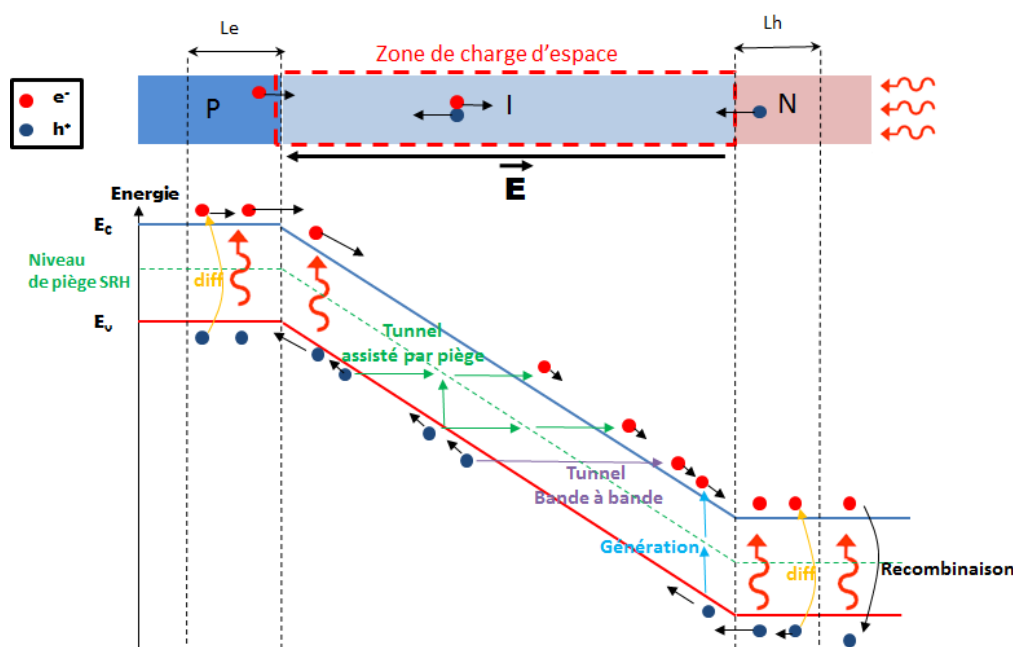


FIGURE A.1 – Représentation des différents mécanismes participant au courant d'obscurité

### A.1 COURANT DE DIFFUSION

Le courant de diffusion, comme son nom l'indique, prend sa source dans les zones de diffusion des porteurs, de part et d'autre de la zone de charge d'espace. Ce sont des porteurs générés thermiquement. En polarisation inverse ou nulle, seuls les porteurs minoritaires nous intéressent car le mouvement des majoritaires est bloqué par la barrière de potentiel. La densité de courant de diffusion est donnée par [Gopal *et al.*, 2003] :

$$J_{\text{diff}} = q \cdot \frac{n_i^2 L_{\text{diff}}}{\tau N_{\text{dop}}} \cdot (e^{\frac{qV_{\text{pol}}}{k_B T}} - 1) \quad (\text{A.1})$$

avec  $N_{\text{dop}}$  le dopage de la couche d'absorption (souvent égal au dopage résiduel dans notre étude),  $q$  la charge de l'électron,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $L_{\text{diff}}$  la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (lorsqu'elle est supérieure à l'épaisseur de la zone d'absorption, on remplace  $L_{\text{diff}}$  par  $AZT$ ,  $AZT$  étant l'épaisseur de la zone d'absorption),  $\tau$  leur durée de vie et  $V_{\text{pol}}$  la tension de polarisation. Enfin,  $n_i$  est la densité en porteurs intrinsèque.

la densité de courant de diffusion est donc proportionnelle à  $n_i^2$ . Or  $n_i$  s'écrit, dans la cadre d'un matériau bulk, sous la forme :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (\text{A.2})$$

avec  $N_c$  et  $N_v$  les densités d'états équivalentes pour les bandes respectivement de conduction et de valence,  $E_g$  l'énergie de gap de la structure,  $k_B$  la constante de Boltzmann, et  $T$  la température de fonctionnement. Le logarithme de  $J_{\text{diff}}$  est donc proportionnel à  $\frac{E_g}{k_B T}$ .

### A.2 COURANT DE GÉNÉRATION-RECOMBINAISON

Ce courant prend sa source dans la zone de charge d'espace, donc en présence du champ. Les porteurs sont générés thermiquement avec l'aide des pièges SRH. Sa densité de courant est donnée par [Sah *et al.*, 1957] :

$$J_{G-R} = q \cdot \frac{n_i}{\tau_{G-R}} \cdot W \cdot \frac{2k_B T}{q(V_D - V_{\text{pol}})} \cdot \sinh\left(\frac{2k_B T}{qV_{\text{pol}}}\right) \cdot f(b) \quad (\text{A.3})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $\tau_{G-R}$  la durée de vie des porteurs minoritaires,  $n_i$  la densité de porteurs intrinsèques,  $V_{\text{pol}}$  la tension de polarisation,  $V_D$  le potentiel built-in,  $W$  la largeur de la zone de charge d'espace (qui dépend de  $V_{\text{pol}}$ ),  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température de fonctionnement et  $b$  et la fonction  $f$  sont définis par la suite.  $b$  est défini comme :

$$b = e^{-\frac{qV_{\text{pol}}}{2k_B T}} \cdot \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \quad (\text{A.4})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $V_{\text{pol}}$  la tension de polarisation,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température de fonctionnement,  $E_t$  la position énergétique du

niveau des défauts et  $E_i$  la position énergétique du niveau de Fermi.

La fonction  $f$  est définie comme suit :

$$f(b) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{1-b^2}} \cdot \ln \left( 2b^2 + 2b \cdot \sqrt{1-b^2} - 1 \right) & \text{si } b < 1 \\ 1 & \text{si } b = 1 \\ \frac{1}{2\sqrt{b^2-1}} \cdot \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{b^2-1}}{b} \right) & \text{si } b > 1 \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

$J_{G-R}$  est proportionnelle à  $n_i$ , donc le logarithme de  $J_{G-R}$  est proportionnel à  $\frac{E_g}{2k_B T}$ .

### A.3 COURANTS TUNNELS

Le courant tunnel est dû aux porteurs qui traversent la barrière de potentiel en gardant la même énergie. Ce phénomène a lieu dans la zone de charge d'espace, en présence de champ. Il existe deux types de courants tunnel :

- le tunnel bande à bande (BBT pour Band to Band tunneling) : le porteur traverse directement la barrière. Ce phénomène nécessite un fort champ, donc des tensions de polarisation en inverse élevées.
- le tunnel assisté par pièges (TAT pour Trap Assisted Tunneling) : la présence de pièges à l'intérieur du gap permet le passage par effet tunnel de porteur. Ce mécanisme ne nécessite pas un champ aussi fort que le mécanisme précédent. Il peut aussi être combiné à de la génération thermique.

La densité de courant tunnel bande à bande est donnée par [Gopal *et al.*, 2003] :

$$J_{BBT} = \frac{q^3 E_{\max} V_{\text{pol}} \sqrt{2m_e^*}}{4\pi\hbar^2 \sqrt{E_g}} \cdot \exp \left( -\frac{\sqrt[4]{2m_e^* E_g^3}}{3q E_{\max} \hbar} \right) \quad (\text{A.6})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $E_{\max}$  le champ maximum dans la jonction,  $V_{\text{pol}}$  la tension de polarisation,  $m_e^*$  la masse effective de l'électron,  $\hbar$  la constante de Planck réduite et  $E_g$  l'énergie de gap.

La densité de courant tunnel assisté par pièges est donnée par [Yang *et al.*, 2002] :

$$J_{TAT} = \frac{q^2 V_{\text{pol}} m_t M^2 N_t}{8\pi\hbar^3 (E_g - E_t)} \cdot \exp \left( -\frac{\sqrt[4]{2m_t (E_g - E_t)^3}}{3q E_{\max} \hbar} \right) \quad (\text{A.7})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $V_{\text{pol}}$  la tension de polarisation,  $m_t$  la masse effective des pièges,  $M$  l'élément de matrice associé au piège,  $N_t$  la concentration en pièges,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $E_g$  l'énergie de gap et  $E_t$  la position du niveau de piège considéré.

### A.4 COURANTS DE FUITE

A ces différentes composantes du courant peuvent s'ajouter des courants de fuite, surfaciques ou volumiques. Le courant surfacique est dû à des défauts

ou des centres recombinants en surface. Le courant volumique peut être dû à la présence de dislocations, ou de défauts macroscopiques.

Par exemple, un problème de passivation des détecteurs peut être à l'origine de forts courants de fuite. Ces courants surfaciques sont souvent supprimables en améliorant la qualité du processus technologique de fabrication.



## CALCUL DE GRANDEURS RADIOMÉTRIQUES

## Sommaire

B.1	Quelques grandeurs radiométriques . . . . .	151
B.2	Expression de la loi de planck . . . . .	152
B.3	Calcul de la détectivité spécifique . . . . .	153

Tout corps à une température supérieure à 0K émet un rayonnement infrarouge. Ce rayonnement dépend de la température du corps. Ainsi donc, tout corps porté à une certaine température émet des photons. Or le domaine spectral de l'infrarouge se situe dans les longueurs d'onde entre 0.7 et 300μm, au dessus du spectre visible (« infra » en latin signifie en dessous car le raisonnement a été suivi en fonction de la fréquence et non en fonction de la longueur d'onde, donc le spectre infrarouge est bien juste en-dessous de la fréquence du rouge visible). Il est donc impossible pour l'œil humain de percevoir ce rayonnement : il faut utiliser des détecteurs spécifiques.

## B.1 QUELQUES GRANDEURS RADIOMÉTRIQUES

Le courant photonique  $I_{\text{phot}}$  débité par un détecteur infrarouge quantique est lié au flux  $\Phi_{\text{ph/s}}$  qu'il reçoit par l'équation suivante :

$$I_{\text{phot}} = \eta \cdot q \cdot g \cdot \Phi_{\text{ph/s}} \quad (\text{B.1})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $g$  l'éventuel gain de photoconduction et  $\eta$  le rendement quantique du détecteur. Si le détecteur est quantique, il produit un courant grâce à l'effet photoélectrique, il réagit donc à un flux de photons : c'est le nombre de photons qui arrivent sur le détecteur par unité de temps qui a un sens physique. Le gain de photoconduction  $g$  vaut 1 pour une jonction PN.

Si le détecteur est thermique, c'est grâce à un échauffement du matériau, dû au flux de photons, qui fait varier un paramètre (résistance, pression, ...) : c'est donc le flux en Watt  $\Phi_W$  qui correspond à l'échauffement qui a un sens physique. Dans ce cas, le courant photonique débité par un détecteur s'exprime ainsi :

$$I_{\text{phot}} = \mathfrak{R} \cdot \Phi_W \quad (\text{B.2})$$

avec  $\mathfrak{R}$  la responsivité du détecteur.

Dans cette thèse, le détecteur étudié est quantique, je me consacrerai uniquement aux flux en photon par seconde.

Le flux  $\Phi_{\text{ph/s}}$  est lié à la luminance en unités photoniques  $L_{\text{phot}}$  par la relation suivante :

$$\Phi_{\text{ph/s}} = G \cdot L_{\text{phot}} \quad (\text{B.3})$$

avec  $G$  l'étendue géométrique du détecteur. Dans un système infrarouge où l'optique est bien dimensionnée, l'étendue géométrique est limitée par l'écran froid présent devant le détecteur. Dans un système imageur, l'étendue géométrique du détecteur, pour n'importe quelle conjugaison, est liée à l'angle d'ouverture  $2\alpha$  par :

$$G = \pi \cdot S_{\text{det}} \cdot \sin^2 \alpha \quad (\text{B.4})$$

avec  $S_{\text{det}}$  la surface de collection de la photodiode.

Le flux que l'on cherche à connaître est le flux de photons reçu par le détecteur. La luminance  $L_{\text{phot}}$ , exprimée en  $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ , qui correspond à ce flux vaut :

$$L_{\text{phot}} = \int T_{\text{hublot}}(\lambda) \cdot T_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \frac{\eta(\lambda)}{\eta_{\text{max}}} \cdot \left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_X^T d\lambda \quad (\text{B.5})$$

avec  $T_{\text{hublot}}$  la transmission du hublot devant le détecteur,  $T_{\text{atm}}$  la transmission de l'atmosphère,  $\eta$  le rendement quantique et  $\left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_X^T$  la luminance spectrique photonique d'un objet  $X$  à la température  $T$ .

La luminance spectrique photonique d'un objet standard  $X$  à la température  $T$  est donnée par :

$$\left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_X^T = \varepsilon(\lambda) \cdot \left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T + \frac{\rho(\lambda)}{\pi} \cdot \frac{dE}{d\lambda} \quad (\text{B.6})$$

avec  $\varepsilon$  l'émissivité de l'objet  $X$ ,  $\rho$  l'albédo (facteur de réflexion) de l'objet,  $E$  l'éclairement reçu par l'objet  $X$  et  $\left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T$  la luminance spectrique photonique d'un corps noir à la température  $T$ , donnée par la loi de Planck. Comme il est difficile de contrôler l'éclairement reçu par un objet à cause de la multiplicité des sources de rayonnement dans l'infrarouge, pour déterminer le rendement, on utilise un corps noir qui a une émissivité de 1 et un albédo nul.

## B.2 EXPRESSION DE LA LOI DE PLANCK

D'après la loi de Planck, la luminance photonique spectrique du corps noir à la température  $T$  vaut [Meyzonnette, 1992] :

$$\left[ \frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T = \frac{2c}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (\text{B.7})$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $h$  la constante de Planck et  $\lambda$  la longueur d'onde. Cette luminance photonique spectrique est exprimée en  $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ .

Pour la luminance énergétique spectrique, qui permet de calculer un flux en Watt, il faut multiplier la luminance photonique spectrique par l'énergie d'un photon.

Dans le cas des unités photoniques, la loi du déplacement de Wien, qui donne

la longueur d'onde  $\lambda_p^{\max}$  où le corps noir a son pic d'émission en nombre de photons par seconde en fonction de la température  $T$  du corps noir, est donc :

$$\lambda_p^{\max} = \frac{3670}{T} \quad (\text{B.8})$$

où  $\lambda_p^{\max}$  est exprimée en  $\mu\text{m}$  et  $T$  en Kelvin.

### B.3 CALCUL DE LA DÉTECTIVITÉ SPÉCIFIQUE

La détectivité spécifique  $D^*$  est définie comme suit (cf [Section 1.4.1](#) et [Section 3.4.2.2](#)) :

$$D^* = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{S_{\text{det}} \cdot \Delta f}}{\sigma_{\text{total}}} \quad (\text{B.9})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\eta$  le rendement quantique,  $S_{\text{det}}$  la surface ouverte du détecteur,  $\Delta f$  la bande passante de l'amplificateur utilisé et  $\sigma_{\text{total}}$  le bruit total de la photodiode. La détectivité spécifique est une figure de mérite qui permet de comparer le rapport signal sur bruit de différents détecteurs entre eux. Or comme le courant photonique (comme l'étendue géométrique) est proportionnel à  $S_{\text{det}}$  (cf équations [B.2](#), [B.3](#) et [B.4](#)) et le bruit est proportionnel à  $\sqrt{S_{\text{det}}}$  (car proportionnel à la racine du courant), un simple rapport signal sur bruit serait donc proportionnel à  $1/\sqrt{S_{\text{det}}}$  : ainsi les détecteurs présentant une grande surface seraient avantagés ; c'est pour s'affranchir de cela qu'il y a  $\sqrt{S_{\text{det}}}$  au numérateur de l'[Équation B.9](#). Il en est de même pour la présence de  $\Delta f$  à ce même numérateur : le bruit dépend de l'amplificateur utilisé, notamment de sa bande passante, il est proportionnel à  $\sqrt{\Delta f}$  ; le signal lui n'en dépend pas, donc la présence de  $\sqrt{\Delta f}$  au numérateur permet de s'affranchir de la largeur de la bande passante de l'amplificateur.

La détectivité spécifique montrée sur la [Figure 3.33](#) a été obtenue en partie par le calcul. Certains auteurs [[Pour et al., 2011](#)] déterminent le  $D^*$  pour un FOV de  $0^\circ$  (c'est-à-dire que le détecteur ne voit qu'un fond froid générant un flux négligeable, il est à l'obscurité) et à  $V_{\text{pol}} = 0\text{V}$ . On parle alors de  $D^*$  limité par la contribution Johnson du bruit, car à  $0\text{V}$ , la contribution Schottky est nulle (il n'y a pas de courant d'obscurité). Ce  $D^*$  a certes peu de sens physique (il n'y a aucune application à FOV nul), mais il sert à déterminer la température BLIP, c'est-à-dire la température pour laquelle le bruit est dominé par la contribution due au fond (BLIP signifie Background Limited Infrared Performances). Refroidir le détecteur à une température inférieure à la température BLIP n'augmentera pas le rapport signal sur bruit (si la scène observée est un corps noir à  $300\text{K}$  sur le demi-espace). Il est à noter que la température BLIP dépend du scénario (FOV, température du corps noir,...). Le  $D^*$  limité par la contribution Johnson peut dépasser le  $D^*$  d'une photodiode idéale recevant le flux d'un corps noir à  $300\text{K}$  sur une ouverture correspondant au demi-espace. Ce  $D^*$  idéal est calculé avec la même équation ([B.9](#)), mais pour le bruit, seule la contribution Schottky du courant photonique généré par un fond à  $300\text{K}$  est prise en compte.

Ainsi, dans cette thèse, on peut lister deux  $D^*$  différents. Le premier est le  $D^*$  limité par la contribution Johnson du bruit et s'exprime ainsi :

$$D_{\text{limité Johnson}}^* = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{S_{\text{det}}}}{\sqrt{\frac{4k_B T}{R}}} \quad (\text{B.10})$$

avec les mêmes notations que l'Équation B.9, et  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température de fonctionnement de la photodiode et  $R$  la résistance dynamique, définie à  $V_{\text{pol}} = 0V$  par :

$$R = \left( \frac{\partial I_{\text{obs}}}{\partial V} \right)_{V_{\text{pol}}=0V}^{-1} \quad (\text{B.11})$$

avec  $V$  la tension de polarisation appliquée aux bornes de la photodiode et  $I_{\text{obs}}$  son courant d'obscurité.  $\eta$ , le rendement quantique, a été obtenu par la méthode décrite à la Section 2.1.2. Attention la surface  $S_{\text{det}}$  utilisée dans l'Équation B.10 est bien la surface totale de la diode, qui peut parfois ne pas être la même que la surface ouverte du détecteur : la surface totale de la diode peut être plus large à cause du report de contact.

Le deuxième est le  $D^*$  pour une photodiode idéale, exposée au flux d'un corps noir à 300K sur le demi espace. Il s'exprime ainsi :

$$D_{\text{photodiode idéale}}^* = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{S_{\text{det}}}}{\sqrt{2qI_{\text{phot}}}} \quad (\text{B.12})$$

avec les mêmes notations que l'Équation B.9, mais avec ici  $S_{\text{det}}$  la surface ouverte de la diode et  $I_{\text{phot}}$  le courant photonique. Pour calculer le courant photonique, il faut utiliser les équations B.1, B.3, B.4 B.5 et B.7. Pour l'Équation B.4, la valeur de demi-angle est  $\alpha = 90^\circ$  car le FOV est de  $2\pi\text{sr}$ . Enfin, pour l'Équation B.7, la température de CN est de 300K. En considérant que pour une photodiode idéale,  $\eta = 1$ , on peut ainsi simplifier l'Équation B.12 :

$$D_{\text{photodiode idéale}}^* = \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi L_{\text{phot}}}} \quad (\text{B.13})$$

avec les mêmes notations que l'Équation B.9 et  $L_{\text{phot}}$  la luminance.

Pour le calcul du  $D^*$  BLIP présenté sur la Figure 3.33, j'ai utilisé quasiment la même formule que pour la photodiode idéale, sauf que je n'ai pas considéré un rendement de 100%. La formule est donc :

$$D_{\text{BLIP}}^* = \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{\sqrt{\eta}}{\sqrt{2\pi L_{\text{phot}}}} \quad (\text{B.14})$$

avec les mêmes notations que l'Équation B.13. J'ai pris un rendement quantique  $\eta = 0.70$ , qui correspond au rendement maximum théorique, sans traitement anti-reflet.

Ainsi quand le maximum du  $D_{\text{limité Johnson}}^*$  est égal au  $D_{\text{BLIP}}^*$ , alors on est à la température BLIP : le bruit dû au courant d'obscurité (le Johnson ici) est égal

au bruit de photon généré par le demi-espace considéré comme un corps noir à 300K. Un autre critère pourrait être pris pour fixer la température BLIP : on pourrait considérer qu'on est réellement BLIP quand le bruit de photons est dix fois supérieur au bruit Johnson.

La détectivité spécifique qui aurait un sens physique serait un  $D^*$  qui prendrait à la fois en compte le bruit dû au courant d'obscurité et au courant photonique. Il serait donc de la forme [Rodriguez *et al.*, 2007] :

$$D_{\text{photodiode idéale}}^* = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{S_{\text{det}}}}{\sqrt{2qI_{\text{phot}} + \frac{4k_B T}{R}}} \quad (\text{B.15})$$

avec les notations de l'Équation B.12 et de l'Équation B.10. C'est ce type de  $D^*$  qui est utilisé pour comparer différentes filières, comme par exemple dans la Figure 1.27.

Notons bien tout de même que le  $D^*$  n'est pas le seul critère dans le choix d'un détecteur, tout comme sa température BLIP. Pour le choix d'un détecteur, il faut bien connaître l'application visée et faire un bilan de performances.



## BIBLIOGRAPHIE

---

- ABAUTRET, J., PEREZ, J., EVIRGEN, A., MARTINEZ, F., CHRISTOL, P., FLEURY, J., SIK, H., CLUZEL, R., FERRON, A. et ROTHMAN, J. (2013). Electrical modeling of InSb PiN photodiode for avalanche operation. *Journal of Applied Physics*, 113(18): 183716.
- AIFER, E., TISCHLER, J., WARNER, J., VURGAFTMAN, I., BEWLEY, W., MEYER, J., KIM, J., WHITMAN, L., CANEDY, C. et JACKSON, E. (2006). W-structured type-ii superlattice long-wave infrared photodiodes with high quantum efficiency. *Applied physics letters*, 89(5):053519–053519.
- ANIKEEV, S., DONETSKY, D., BELENKY, G., LURYI, S., WANG, C., BORREGO, J. et NICHOLS, G. (2003). Measurement of the Auger recombination rate in p-type 0.54 eV GaInAsSb by time-resolved photoluminescence. *Applied physics letters*, 83(16):3317–3319.
- ARIYAWANSA, G., DURAN, J. M., GRUPEN, M., SCHEIHING, J. E., NELSON, T. R. et EISMANN, M. T. (2012). Multispectral imaging with type II superlattice detectors. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 83530E–83530E. International Society for Optics and Photonics.
- ASHOKAN, R., DHAR, N., YANG, B., AKHIYAT, A., LEE, T., RUJIRAWAT, S., YOUSUF, S. et SIVANANTHAN, S. (2000). Variable area MWIR diodes on HgCdTe/Si grown by molecular beam epitaxy. *Journal of Electronic Materials*, 29(6):636–640.
- BANDARA, S., MALONEY, P., BARIL, N., PELLEGRINO, J. et TIDROW, M. (2011). Doping dependence of minority carrier lifetime in long-wave Sb-based type II superlattice infrared detector materials. *Optical Engineering*, 50(6):061015–061015.
- BARIL, N., BANDARA, S., HOEGLUND, L., HENRY, N., BROWN, A., BILLMAN, C., MALONEY, P., NALLON, E., TIDROW, M. et PELLEGRINO, J. (2014). Low operating bias InAs/GaSb strain layer superlattice LWIR detector. *Infrared Physics & Technology*.
- BASDEVANT, J.-L., DALIBARD, J. et JOFFRE, M. (2002). *Mécanique quantique*. Editions Ecole Polytechnique.
- BASTARD, G. (1988). *Wave mechanics applied to semiconductors*. Les éditions de Physique (CNRS).
- BLOOM, I. et NEMIROVSKY, Y. (1992). Bulk lifetime determination of etch-thinned InSb wafers for two-dimensional infrared focal plane array. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 39(4):809–812.
- BRATT, P. R. (1977). Impurity germanium and silicon infrared detectors. *Semiconductors and Semimetals*, 12:39–142.



- BRUKER OPTICS (2015). Ftir vertex 70. [http://www.bruker.com/fileadmin/user\\_upload/8-PDF-Docs/OpticalSpectroscopy/FT-IR/VERTEX/Brochures/VERTEX70\\_Brochure\\_EN.pdf](http://www.bruker.com/fileadmin/user_upload/8-PDF-Docs/OpticalSpectroscopy/FT-IR/VERTEX/Brochures/VERTEX70_Brochure_EN.pdf) consultée pour la dernière fois le 26/02/2015.
- CERVERA, C. (2011). *Le photodétecteur à superréseau InAs/GaSb pour imagerie infrarouge*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- CHAZAPIS, V., BLOM, H., VODOPYANOV, K., NORMAN, A. et PHILLIPS, C. (1995). Midinfrared picosecond spectroscopy studies of Auger recombination in InSb. *Physical Review B*, 52(4):2516.
- CHEN, G., HADDADI, A., HOANG, A.-M., CHEVALLIER, R. et RAZEGHI, M. (2015). Demonstration of type-II superlattice MWIR minority carrier unipolar imager for high operation temperature application. *Optics letters*, 40(1):45–47.
- CHEVALIER, P., BOUCHON, P., HAÏDAR, R. et PARDO, F. (2012). Funneling of light in combinations of metal-insulator-metal resonators. *Journal of Nanophotonics*, 6(1):063534–063534.
- CHOVET, A. et MASSON, P. (2005). Cours de physique des semiconducteurs.
- CHOW, D., MILES, R., SÖDERSTRÖM, J. et MCGILL, T. (1990). Growth and characterization of InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb strained-layer superlattices. *Applied physics letters*, 56(15):1418–1420.
- CHRISTOL, P., TAALAT, R., DELMAS, M., RODRIGUEZ, J.-B., GIARD, E. et RIBET, I. (2013). InAs/GaSb superlattice pin photodiode : choice of the SL period to enhance the temperature operation in the MWIR domain. In RAZEGHI, M., TOURNIÉ, E. et BROWN, G. J., éditeurs : *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices X*, volume 8631.
- CONNELLY, B. C., METCALFE, G. D., SHEN, H. et WRABACK, M. (2010). Direct minority carrier lifetime measurements and recombination mechanisms in long-wave infrared type II superlattices using time-resolved photoluminescence. *Applied Physics Letters*, 97(25):251117.
- de LA BARRIÈRE, F. (2012). *Vers l'intégration de fonctions d'imagerie sur le plan focal infrarouge Application à la conception et à la réalisation d'une caméra sur puce infrarouge cryogénique*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI.
- de la BARRIÈRE, F., DRUART, G., GUÉRINEAU, N. et TABOURY, J. (2011). Design strategies to simplify and miniaturize imaging systems. *Applied optics*, 50(6): 943–951.
- DELGA, A. (2012). *Du phénomène quantique au dispositif macroscopique, transport électronique dans les détecteurs inter-sousbandes*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot-Paris VII.
- DELMAS, M., RODRIGUEZ, J., TAALAT, R., KONCZEWICZ, L., DESRAT, W., CONTRERAS, S., GIARD, E., RIBET-MOHAMED, I. et CHRISTOL, P. (2014a). Midwave infrared InAs/GaSb superlattice photodiode with a dopant-free p-n junction. *Infrared Physics & Technology*.

- DELMAS, M., RODRIGUEZ, J.-B. et CHRISTOL, P. (2014b). Electrical modeling of InAs/GaSb superlattice mid-wavelength infrared pin photodiode to analyze experimental dark current characteristics. *Journal of Applied Physics*, 116(11): 113101.
- di MAMBRO, E. (2005). *Génération de motifs à haute résolution sans optique : Application à la caractérisation spatiale des détecteurs infrarouge*. Thèse de doctorat, Université de Paris.
- DONETSKY, D., ANIKEEV, S., BELENKY, G., LURYI, S., WANG, C. et NICHOLS, G. (2002). Reduction of interfacial recombination in GaInAsSb/GaSb double heterostructures. *Applied physics letters*, 81(25):4769–4771.
- DONETSKY, D., BELENKY, G., SVENSSON, S. et SUCHALKIN, S. (2010). Minority carrier lifetime in type-II InAs/GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials. *Applied Physics Letters*, 97(5):052108–052108.
- DONETSKY, D., SVENSSON, S. P., VOROBEV, L. E. et BELENKY, G. (2009). Carrier lifetime measurements in short-period InAs/GaSb strained-layer superlattice structures. *Applied Physics Letters*, 95(21):212104.
- DRUART, G. (2009). *Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI.
- DRUART, G., GUÉRINEAU, N., HAÏDAR, R., THÉTAS, S., TABOURY, J., ROMMELUÈRE, S., PRIMOT, J. et FENDLER, M. (2009). Demonstration of an infrared microcamera inspired by *Xenos peckii* vision. *Applied optics*, 48(18):3368–3374.
- ESAKI, L. et TSU, R. (1970). Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14(1):61–65.
- ESTRIBEAU, M. (2004). *Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d'images à pixels actifs CMOS*. Thèse de doctorat.
- FORBES, L. et MILLER, D. A. (2013). Reduction of random telegraph signal (rts) and 1/f noise in silicon mos devices, circuits, and sensors. US Patent 8,513,102.
- FOSSUM, E. R. et PAIN, B. (1993). Infrared readout electronics for space-science sensors : state of the art and future directions. In *SPIE's 1993 International Symposium on Optics, Imaging, and Instrumentation*, pages 262–285. International Society for Optics and Photonics.
- GAUTAM, N., MYERS, S., BARVE, A. V., KLEIN, B., SMITH, E., RHIGER, D., PLIS, E., KUTTY, M. N., HENRY, N., SCHULER-SANDY, T. et al. (2013a). Band engineered HOT midwave infrared detectors based on type-II InAs/GaSb strained layer superlattices. *Infrared Physics & Technology*, 59:72–77.
- GAUTAM, N., MYERS, S., BARVE, A. V., KLEIN, B., SMITH, E. P., RHIGER, D. R., KIM, H. S., TIAN, Z.-B. et KRISHNA, S. (2013b). Barrier engineered infrared photodetectors based on type-II InAs/GaSb strained layer superlattices. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 49(2):211–217.

- GAUTAM, N., NAYDENKOV, M., MYERS, S., BARVE, A., PLIS, E., ROTTER, T., DAWSON, L. et KRISHNA, S. (2011). Three color infrared detector using InAs/GaSb superlattices with unipolar barriers. *Applied Physics Letters*, 98(12):121106.
- GIARD, E., (a) TAALAT, R., DELMAS, M., RODRIGUEZ, J.-B., CHRISTOL, P. et RIBET-MOHAMED, I. (2014a). Radiometric and noise characteristics of InAs-rich T2SL MWIR pin photodiodes. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 9.
- GIARD, E., (b) RIBET-MOHAMED, I., JAECK, J., VIALE, T., HAÏDAR, R., TAALAT, R., DELMAS, M., RODRIGUEZ, J.-B., STEVELER, E., BARDOU, N. *et al.* (2014b). Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 116(4):043101.
- GIARD, E., (c) RIBET-MOHAMED, I., DELMAS, M., RODRIGUEZ, J. et CHRISTOL, P. (2014c). Influence of the p-type doping on the radiometric performances of MWIR InAs/GaSb superlattice photodiodes. *Infrared Physics & Technology*.
- GOPAL, V., GUPTA, S., BHAN, R., PAL, R., CHAUDHARY, P. et KUMAR, V. (2003). Modeling of dark characteristics of mercury cadmium telluride  $n^+p^-$  junctions. *Infrared physics & technology*, 44(2):143–152.
- GRAVRAND, O., DE BORNIOL, E., BISOTTO, S., MOLLARD, L. et DESTEFANIS, G. (2007). From Long Infrared to Very Long Infrared Wavelength Focal Plane Arrays Made with HgCdTe  $n^+n^-/p$  Ion Implantation Technology. *Journal of Electronic Materials*, 36(8):981–987.
- GRAVRAND, O., WLASSOW, J. et BONNEFOND, L. (2014). A calibration method for the measurement of IR detector spectral responses using a FTIR spectrometer equipped with a DTGS reference cell. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 91542O–91542O. International Society for Optics and Photonics.
- GRULOIS, T., DRUART, G., GUÉRINEAU, N., CRASTES, A., SAUER, H. et CHAVEL, P. (2014). Extra-thin infrared camera for low-cost surveillance applications. *Optics letters*, 39(11):3169–3172.
- GUÉRINEAU, N. (1999). *Application du phénomène d'auto-imagerie à la caractérisation de matrices de détecteurs infrarouge*. Thèse de doctorat.
- GUNAPALA, S., TING, D., HILL, C., NGUYEN, J., SOIBEL, A., RAFOL, S., KEO, S., MUMOLO, J., LEE, M., LIU, J. *et al.* (2011). Large area III–V infrared focal planes. *Infrared Physics & Technology*, 54(3):155–163.
- GUÉRINEAU, N., HAÏDAR, R., BERNHARDT, S., RIBET-MOHAMED, I. et CAES, M. (2007). Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux ir. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R6460).
- HALL, R. (1959). Recombination processes in semiconductors. *Proceedings of the IEE-Part B : Electronic and Communication Engineering*, 106(17S):923–931.

- HASSIS, W., GRAVRAND, O., ROTHMAN, J. et BENAHMED, S. (2013). Low-frequency noise characteristics of hgcdte infrared photodiodes operating at high temperatures. *Journal of electronic materials*, 42(11):3288–3296.
- HOANG, A., CHEN, G., CHEVALLIER, R., HADDADI, A. et RAZEGHI, M. (2014). High performance photodiodes based on InAs/InAsSb type-II superlattices for very long wavelength infrared detection. *Applied Physics Letters*, 104(25):251105.
- HOANG, A., CHEN, G., HADDADI, A., POUR, S. A. et RAZEGHI, M. (2012). Demonstration of shortwavelength infrared photodiodes based on type-II InAs/GaSb/AlSb superlattices. *Applied Physics Letters*, 100(21):211101.
- HOFFMAN, D., NGUYEN, B.-M., DELAUNAY, P.-Y., HOOD, A., RAZEGHI, M. et PELLEGRINO, J. (2007). Beryllium compensation doping of InAs/GaSb infrared superlattice photodiodes. *Applied Physics Letters*, 91(14):143507–143507.
- HÖGLUND, L., SOIBEL, A., TING, D. Z., KHOSHAKHLAGH, A., HILL, C. J. et GUNAPALA, S. D. (2013). Minority carrier lifetime and photoluminescence studies of antimony-based superlattices. In *SPIE Optical Engineering+ Applications*, pages 851106–851106. International Society for Optics and Photonics.
- HOOD, A., RAZEGHI, M., AIFER, E. H. et BROWN, G. J. (2005). On the performance and surface passivation of type II InAs/GaSb superlattice photodiodes for the very-long-wavelength infrared. *Applied Physics Letters*, 87(15):151113–151113.
- HOOD, A. D., EVANS, A. J., IKHLASSI, A., LEE, D. L. et TENNANT, W. E. (2010). LWIR strained-layer superlattice materials and devices at teledyne imaging sensors. *Journal of Electronic Materials*, 39(7):1001–1006.
- HOOGE, F. et VANDAMME, L. (1978). Lattice scattering causes  $1/f$  noise. *Physics Letters A*, 66(4):315–316.
- HOVEL, H. (1975). *Semiconductors and Semimetals*, volume 11, chapitre 2, pages 17–20.
- HUANG, E. K.-w., POUR, S. A., HOANG, M.-A., HADDADI, A., RAZEGHI, M. et TIRDROW, M. Z. (2012). Low irradiance background limited type-II superlattice MWIR M-barrier imager. *Optics letters*, 37(11):2025–2027.
- IRNOVA (2015). site Internet IRnova. <http://www.ir-nova.se/products-mwir/> consultée pour la dernière fois le 21/05/2015.
- JANIS (2015). Cryostat Janis ST100. [http://www.janis.com/Libraries/ST-ST-VP/ST-100\\_optical\\_SuperTran\\_continuous\\_flow\\_cryostat\\_SampleInVacuum.sflb.ashx](http://www.janis.com/Libraries/ST-ST-VP/ST-100_optical_SuperTran_continuous_flow_cryostat_SampleInVacuum.sflb.ashx) consultée pour la dernière fois le 13/03/2015.
- JARRETT, T. H., COHEN, M., MASCI, F., WRIGHT, E., STERN, D., BENFORD, D., BLAIN, A., CAREY, S., CUTRI, R. M., EISENHARDT, P., LONSDALE, C., MAINZER, A., MARSH, K., PADGETT, D., PETTY, S., RESSLER, M., SKRUTSKIE, M., STANFORD, S., SURACE, J., TSAI, C. W., WHEELLOCK, S. et YAN, D. L. (2011). The Spitzer-WISE Survey of the Ecliptic Poles. *The Astrophysical Journal*, 735:112.

- JOHNSON, J., SAMOSKA, L., GOSSARD, A., MERZ, J., JACK, M., CHAPMAN, G., BAUMGRATZ, B., KOSAI, K. et JOHNSON, S. (1996). Electrical and optical properties of infrared photodiodes using the InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb superlattice in heterojunctions with GaSb. *Journal of Applied Physics*, 80(2):1116–1127.
- JOHNSON, J. B. (1925). The Schottky effect in low frequency circuits. *Physical review*, 26(1):71.
- JOHNSON, J. B. (1927). Thermal agitation of electricity in conductors. *Nature*, 119(2984):50–51.
- JOST, S., MEIKLEHAM, V. et MYERS, T. (1986). InSb : a key material for IR detector applications. In *MRS Proceedings*, volume 90, page 429. Cambridge Univ Press.
- KARNI, Y., AVNON, E., EZRA, M. B., BERKOWITZ, E., COHEN, O., COHEN, Y., DOBROMISLIN, R., HIRSH, I., KLIN, O., KLIPSTEIN, P. et al. (2014). Large format 15 $\mu$ m pitch XBn detector. In *SPIE Defense+ Security*, pages 90701F–90701F. International Society for Optics and Photonics.
- KHOSHAKHLAGH, A., MYERS, S., KIM, H., PLIS, E., GAUTAM, N., LEE, S. J., NOH, S. K., DAWSON, L. R. et KRISHNA, S. (2010). Long-wave InAs/GaSb superlattice detectors based on nBn and pin designs. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 46(6):959–964.
- KHOSHAKHLAGH, A., RODRIGUEZ, J.-B., PLIS, E., BISHOP, G., SHARMA, Y., KIM, H., DAWSON, L. et KRISHNA, S. (2007). Bias dependent dual band response from InAs/Ga(In)Sb type II strain layer superlattice detectors. *Applied Physics Letters*, 91(26):263504–263504.
- KIM, H., CELLEK, O., LIN, Z.-Y., HE, Z.-Y., ZHAO, X.-H., LIU, S., LI, H. et ZHANG, Y.-H. (2012). Long-wave infrared nBn photodetectors based on InAs/InAsSb type-II superlattices. *Applied Physics Letters*, 101(16):161114.
- KIM, H., PLIS, E., RODRIGUEZ, J., BISHOP, G., SHARMA, Y., DAWSON, L., KRISHNA, S., BUNDAS, J., COOK, R., BURROWS, D. et al. (2008). Mid-IR focal plane array based on type-II InAs/GaSb strain layer superlattice detector with nBn design. *Applied Physics Letters*, 92(18):183502–183502.
- KINCH, M., BRAU, M. et SIMMONS, A. (1973). Recombination mechanisms in 8–14- $\mu$ m HgCdTe. *Journal of Applied Physics*, 44(4):1649–1663.
- KINCH, M. A. (2000). Fundamental physics of infrared detector materials. *Journal of Electronic Materials*, 29(6):809–817.
- KING, D., RADFORD, W., PATTEN, E., GRAHAM, R., MCEWAN, T., VODICKA, J., BORN-FREUND, R., GOETZ, P., VENZOR, G., JOHNSON, S. et al. (2006). 3rd generation 1280 x 720 FPA development status at Raytheon Vision Systems. In *Defense and Security Symposium*, pages 62060W–62060W. International Society for Optics and Photonics.

- KLEIN, B., GAUTAM, N., PLIS, E., SCHULER-SANDY, T., ROTTER, T. J., KRISHNA, S., CONNELLY, B. C., METCALFE, G. D., SHEN, P. et WRABACK, M. (2014). Carrier lifetime studies in midwave infrared type-II InAs/GaSb strained layer superlattice. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 32(2):02C101.
- KLIPSTEIN, P. (2015).  $\text{XB}_{\text{n}}$  and  $\text{XB}_{\text{p}}$  infrared detectors. *Journal of Crystal Growth*.
- KLIPSTEIN, P., AVNON, E., BENNY, Y., FRAENKEL, R., GLOZMAN, A., GROSSMAN, S., KLIN, O., LANGOFF, L., LIVNEH, Y., LUKOMSKY, I. *et al.* (2014). InAs/GaSb Type II superlattice barrier devices with a low dark current and a high-quantum efficiency. In *SPIE Defense+ Security*, pages 90700U–90700U. International Society for Optics and Photonics.
- KLIPSTEIN, P., KLIN, O., GROSSMAN, S., SNAPI, N., LUKOMSKY, I., YASSEN, M., ARONOV, D., BERKOWITZ, E., GLOZMAN, A., MAGEN, O. *et al.* (2012). High operating temperature xbn-inassb bariode detectors. In *SPIE OPTO*, pages 82680U–82680U. International Society for Optics and Photonics.
- KLIPSTEIN, P., KLIN, O., GROSSMAN, S., SNAPI, N., YAAKOBVITZ, B., BRUMER, M., LUKOMSKY, I., ARONOV, D., YASSEN, M., YOFIS, B. *et al.* (2010a). MWIR InAsSb  $\text{XB}_{\text{n}}$  detectors for high operating temperatures. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 76602Y–76602Y. International Society for Optics and Photonics.
- KLIPSTEIN, P., KLIN, O., GROSSMAN, S., SNAPI, N., YAAKOBVITZ, B., BRUMER, M., LUKOMSKY, I., ARONOV, D., YASSEN, M., YOFIS, B. *et al.* (2010b).  $\text{XB}_{\text{n}}$  barrier detectors for high operating temperatures. In *OPTO*, pages 76081V–76081V. International Society for Optics and Photonics.
- LE ROUZO, J. (2007). *Etude expérimentale et théorique de la réponse angulaire et de la réponse spectrale hors bande de détecteurs infrarouges hautes performances*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique X.
- LI, J. V., CHUANG, S. L., JACKSON, E. M. et AIFER, E. (2004). Minority carrier diffusion length and lifetime for electrons in a type-II InAs/ GaSb superlattice photodiode. *Applied physics letters*, 85(11):1984–1986.
- MAINZER, A., BAUER, J., CUTRI, R., GRAV, T., MASIERO, J., BECK, R., CLARKSON, P., CONROW, T., DAILEY, J., EISENHARDT, P. *et al.* (2014). Initial Performance of the NEOWISE Reactivation Mission. *The Astrophysical Journal*, 792(1):30.
- MAINZER, A., GRAV, T., MASIERO, J., BAUER, J., CUTRI, R., McMILLAN, R., NUGENT, C., THOLEN, D., WALKER, R. et WRIGHT, E. (2012). Physical parameters of asteroids estimated from the WISE 3-band data and NEOWISE post-cryogenic survey. *The Astrophysical Journal Letters*, 760(1):L12.
- MANURKAR, P., RAMEZANI-DARVISH, S., NGUYEN, B.-M., RAZEGHI, M. et HUBBS, J. (2010). High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices. *Applied Physics Letters*, 97(19):193505–193505.

- MARTIJN, H., ASPLUND, C., von WÜRTEMBERG, R. M. et MALM, H. (2013). High-performance MWIR type-II superlattice detectors. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 87040Z–87040Z. International Society for Optics and Photonics.
- MARTIN-GONTHIER, P. (2010). *Contributions à l'amélioration de la dynamique des capteurs d'image CMOS à la réponse linéaire*. Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE.
- MATHIEU, H. et FANET, H. (2009). *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques-6ème édition : Cours et exercices corrigés*. Dunod.
- MCWHORTER, A. L. et al. (1955). 1/f noise and related surface effects in germanium.
- MEYZONNETTE, J.-L. (1992). *Radiométrie et détection optique*, volume 3. EDP Sciences.
- MICHEL, E. et RAZEGHI, M. (1998). Recent advances in Sb-based materials for uncooled infrared photodetectors. *Optoelectronics review*, pages 11–24.
- MIViM, L. U. (2015). Electromagnetic spectrum. [http://mivim.gel.ulaval.ca/imgs/figs/Figure\\_001big.gif](http://mivim.gel.ulaval.ca/imgs/figs/Figure_001big.gif) consultée pour la dernière fois le 29/01/2015.
- MOHSENI, H., LITVINOV, V. et RAZEGHI, M. (1998). Interface-induced suppression of the Auger recombination in type-II InAs/GaSb superlattices. *Physical Review B*, 58(23):15378.
- MURRAY, L., LOKOVIC, K., OLSON, B., YILDIRIM, A., BOGGESS, T. et PRINEAS, J. (2014). Effects of growth rate variations on carrier lifetime and interface structure in InAs/GaSb superlattices. *Journal of Crystal Growth*, 386:194–198.
- NGUYEN, B., RAZEGHI, M., NATHAN, V. et BROWN, G. J. (2007a). Type-II M structure photodiodes : an alternative material design for mid-wave to long wavelength infrared regimes. In *Integrated Optoelectronic Devices 2007*, pages 64790S–64790S. International Society for Optics and Photonics.
- NGUYEN, B.-M., CHEN, G., HOANG, A., POUR, S. A., BOGDANOV, S. et RAZEGHI, M. (2011a). Effect of contact doping in superlattice-based minority carrier unipolar detectors. *Applied Physics Letters*, 99(3):033501.
- NGUYEN, B.-M., CHEN, G., HOANG, M.-A. et RAZEGHI, M. (2011b). Growth and characterization of long wavelength infrared type II superlattice photodiodes on a 3" GaSb wafer. In *SPIE OPTO*, pages 79451O–79451O. International Society for Optics and Photonics.
- NGUYEN, B.-M., HOFFMAN, D., HUANG, E. K.-w., BOGDANOV, S., DELAUNAY, P.-Y., RAZEGHI, M. et TIDROW, M. Z. (2009). Demonstration of midinfrared type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes grown on GaAs substrate. *Applied Physics Letters*, 94(22):223506.



- NGUYEN, B.-M., HOFFMAN, D., WEI, Y., DELAUNAY, P.-Y., HOOD, A. et RAZEGHI, M. (2007b). Very high quantum efficiency in type-II InAs/GaSb superlattice photodiode with cutoff of 12  $\mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 90(23):231108–231108.
- NYQUIST, H. (1928). Thermal agitation of electric charge in conductors. *Physical review*, 32(1):110–113.
- OLSON, B., MURRAY, L., PRINEAS, J., FLATTÉ, M., OLESBERG, J. et BOGGESE, T. (2013). All-optical measurement of vertical charge carrier transport in mid-wave infrared InAs/GaSb type-II superlattices. *Applied Physics Letters*, 102(20): 202101.
- PELLEGRINO, J. et DEWAMES, R. (2009). Minority carrier lifetime characteristics in type II InAs/GaSb LWIR superlattice n+  $\pi$ p+ photodiodes. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 72981U–72981U. International Society for Optics and Photonics.
- PLIS, E., RODRIGUEZ, J., KIM, H., BISHOP, G., SHARMA, Y., DAWSON, L., KRISHNA, S., LEE, S., JONES, C. et GOPAL, V. (2007). Type II InAs/GaSb strain layer superlattice detectors with p-on-n polarity. *Applied Physics Letters*, 91(13):133512–133512.
- PLIS, E., RODRIGUEZ, J.-B., BALAKRISHNAN, G., SHARMA, Y., KIM, H., ROTTER, T. et KRISHNA, S. (2010). Mid-infrared InAs/GaSb strained layer superlattice detectors with nBn design grown on a GaAs substrate. *Semiconductor Science and Technology*, 25(8):085010.
- POUR, S. A., HUANG, E.-w., CHEN, G., HADDADI, A., NGUYEN, B.-M. et RAZEGHI, M. (2011). High operating temperature midwave infrared photodiodes and focal plane arrays based on type-II InAs/GaSb superlattices. *Applied Physics Letters*, 98(14):143501.
- RAZEGHI, M., POUR, S. A., HUANG, E., CHEN, G., HADDADI, A. et NGUYEN, B. (2011). Type-II InAs/GaSb photodiodes and focal plane arrays aimed at high operating temperatures. *Opto-Electronics Review*, 19(3):261–269.
- REHM, R., (a) WALTHER, M., SCHMITZ, J., FLEISSNER, J., ZIEGLER, J., CABANSKI, W. et BREITER, R. (2006a). Dual-colour thermal imaging with InAs/GaSb superlattices in mid-wavelength infrared spectral range. *Electronics Letters*, 42(10):577–578.
- REHM, R., (b) WALTHER, M., SCHMITZ, J., FLEISSNER, J., FUCHS, F., ZIEGLER, J. et CABANSKI, W. (2006b). InAs/GaSb superlattice focal plane arrays for high-resolution thermal imaging. *Opto-Electronics Review*, 14(1):19–24.
- REHM, R., WALTHER, M., SCHMITZ, J., RUTZ, F., FLEISSNER, J., SCHEIBNER, R. et ZIEGLER, J. (2009). InAs/GaSb superlattices for advanced infrared focal plane arrays. *Infrared Physics & Technology*, 52(6):344–347.

- RIBET-MOHAMED, I., LE ROUZO, J., ROMMELUERE, S., TAUUVY, M. et GUÉRINEAU, N. (2005). Advanced characterization of the radiometric performances of quantum well infrared photodetectors. *Infrared physics & technology*, 47(1):119–131.
- RODRIGUEZ, J., CHRISTOL, P., CERUTTI, L., CHEVRIER, F. et JOULLIÉ, A. (2005). MBE growth and characterization of type-II InAs/GaSb superlattices for mid-infrared detection. *Journal of Crystal Growth*, 274(1):6–13.
- RODRIGUEZ, J., CHRISTOL, P., CHEVRIER, F., NIETO, J. et JOULLIE, A. (2006). A superlattice infrared photodetector operating at room temperature in the 3–5  $\mu\text{m}$  wavelength domain.
- RODRIGUEZ, J.-B., CERVERA, C. et CHRISTOL, P. (2010). A type-II superlattice period with a modified InAs to GaSb thickness ratio for midwavelength infrared photodiode performance improvement. *Applied Physics Letters*, 97(25):251113.
- RODRIGUEZ, J. B., PLIS, E., BISHOP, G., SHARMA, Y., KIM, H., DAWSON, L. et KRISHNA, S. (2007). nBn structure based on InAs/GaSb type-II strained layer superlattices. *Applied Physics Letters*, 91(4):043514.
- ROGALSKI, A. (2002). Infrared detectors : an overview. *Infrared Physics & Technology*, 43(3):187–210.
- ROGALSKI, A. (2005). HgCdTe infrared detector material : history, status and outlook. *Reports on Progress in Physics*, 68(10):2267.
- ROGALSKI, A. (2011). Recent progress in infrared detector technologies. *Infrared Physics & Technology*, 54(3):136–154.
- ROGALSKI, A. (2012). History of infrared detectors. *Opto-Electronics Review*, 20(3):279–308.
- ROGALSKI, A., ANTOSZEWSKI, J. et FARAONE, L. (2009). Third-generation infrared photodetector arrays. *Journal of Applied Physics*, 105(9):091101.
- ROSENCHER, E. et VINTER, B. (2002). Optoélectronique.
- RUTZ, F., REHM, R., WALTHER, M., KIRSTE, L., MASUR, M., WÖRL, A., SCHMITZ, J., WAURO, M., NIEMASZ, J., SCHEIBNER, R. *et al.* (2011). Current developments for type-II superlattice imaging systems. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 80120U–80120U. International Society for Optics and Photonics.
- SAH, C.-T., NOYCE, R. N. et SHOCKLEY, W. (1957). Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics. *Proceedings of the IRE*, 45(9):1228–1243.
- SAI-HALASZ, G. A., ESAKI, L. et HARRISON, W. A. (1978). InAs/GaSb superlattice energy structure and its semiconductor-semimetal transition. *Physical Review B*, 18(6):2812.

- SBIR (2015). Minority carrier lifetime measurements in strained layer superlattices. <https://www.sbir.gov/sbirsearch/detail/279181> consultée pour la dernière fois le 08/04/2015.
- SCD (2015). Datasheet Pelican-D LW. <http://www.scd.co.il/Pelican-D-LW> consultée pour la dernière fois le 21/05/2015.
- SCHOTTKY, W. (1918). Spontaneous current fluctuations in electron streams. *Ann. Phys*, 57:541–567.
- SCLAR, N. (1984). Properties of doped silicon and germanium infrared detectors. *Progress in Quantum Electronics*, 9(3):149–257.
- SELEX (2015). Datasheet HOT HAWK. [http://www.selex-es.com/documents/737448/24212954/body\\_mm08103\\_HOT\\_Hawk\\_MWIR\\_Detector\\_LQ\\_.pdf](http://www.selex-es.com/documents/737448/24212954/body_mm08103_HOT_Hawk_MWIR_Detector_LQ_.pdf) consultée pour la dernière fois le 30/05/2015.
- SHTRICHMAN, I., ARONOV, D., ben EZRA, M., BARKAI, I., BERKOWICZ, E., BRUMER, M., FRAENKEL, R., GLOZMAN, A., GROSSMAN, S., JACOBSON, E. *et al.* (2012). High operating temperature epi-InSb and XBn-InAsSb photodetectors. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 83532Y–83532Y. International Society for Optics and Photonics.
- SMITH, D. et MAILHIOT, C. (1987). Proposal for strained type II superlattice infrared detectors. *Journal of Applied Physics*, 62(6):2545–2548.
- SOFRADIR (2015a). Datasheet SCORPIO LW. [http://www.sofradir.com/wp-content/uploads/2013/09/Fiche\\_scorpio-lw\\_web.pdf](http://www.sofradir.com/wp-content/uploads/2013/09/Fiche_scorpio-lw_web.pdf) consultée pour la dernière fois le 21/05/2015.
- SOFRADIR (2015b). Sofradir boosts performance of high operating temperature infrared detector. <http://www.sofradir.com/sofradir-boosts-performance-of-high-operating-temperature/-hot-infrared-detector/> consultée pour la dernière fois le 28/05/2015.
- STEENBERGEN, E., CONNELLY, B., METCALFE, G., SHEN, H., WRABACK, M., LUBY-SHEV, D., QIU, Y., FASTENAU, J., LIU, A., ELHAMRI, S. *et al.* (2011). Significantly improved minority carrier lifetime observed in a long-wavelength infrared III-V type-II superlattice comprised of InAs/InAsSb. *Applied physics letters*, 99(25):251110.
- STEVELER, E., VERDUN, M., PORTIER, B., CHEVALIER, P., DUPUIS, C., BARDOU, N., RODRIGUEZ, J.-B., HAÏDAR, R., PARDO, F. et PELOUARD, J.-L. (2014). Optical index measurement of InAs/GaSb type-II superlattice for mid-infrared photo-detection at cryogenic temperatures. *Applied Physics Letters*, 105(14):141103.
- SULLIVAN, G., IKHLASSI, A., BERGMAN, J., DEWAMES, R., WALDROP, J., GREIN, C., FLATTÉ, M., MAHALINGAM, K., YANG, H., ZHONG, M. *et al.* (2005). Molecular beam epitaxy growth of high quantum efficiency InAs/GaSb superlattice detectors. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 23(3):1144–1148.

- SUNDARAM, M., REISINGER, A., DENNIS, R., PATNAUDE, K., BURROWS, D., BUNDAS, J., BEECH, K., FASKA, R. et MANITAKOS, D. (2012). 1024 x 1024 LWIR SLS FPAs : status and characterization. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 83530W–83530W. International Society for Optics and Photonics.
- SVENSSON, S., DONETSKY, D., WANG, D., HIER, H., CROWNE, F. et BELENKY, G. (2011). Growth of type II strained layer superlattice, bulk InAs and GaSb materials for minority lifetime characterization. *Journal of Crystal Growth*, 334(1):103–107.
- SVENSSON, S. P., DONETSKY, D., WANG, D., MALONEY, P. et BELENKY, G. (2010). Carrier lifetime measurements in InAs/GaSb strained layer superlattice structures. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 76601V–76601V. International Society for Optics and Photonics.
- TAALAT, R. (2013). *Réalisation et caractérisation électro-optique de photodétecteurs infrarouge à superréseau InAs/GaSb*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- TAALAT, R., RODRIGUEZ, J.-B., DELMAS, M. et CHRISTOL, P. (2013). Influence of the period thickness and composition on the electro-optical properties of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(1):015101.
- TIAN, Z.-B., PLIS, E., HINKEY, R. et KRISHNA, S. (2014). Influence of composition in InAs/GaSb type-II superlattices on their optical properties. *Electronics Letters*, 50(23):1733–1734.
- TIDROW, M. Z., ZHENG, L., BARCIKOWSKI, H., WELLS, J. et AITCHESON, L. (2009). Recent success on SLS FPAs and MDA's new direction for development. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 72981O–72981O. International Society for Optics and Photonics.
- TING, D. Z.-Y., HILL, C. J., SOIBEL, A., KEO, S. A., MUMOLO, J. M., NGUYEN, J. et GUNAPALA, S. D. (2009). A high-performance long wavelength superlattice complementary barrier infrared detector. *Applied Physics Letters*, 95(2):023508–023508.
- VENZON, J. E., LUM, N. A., FREEMAN, S. D. et DOMINGO, G. (1995). High-background long-wave IR focal plane array development using Si :As IBC detectors. In *SPIE's 1995 Symposium on OE/Aerospace Sensing and Dual Use Photonics*, pages 34–40. International Society for Optics and Photonics.
- VOISIN, P. (1987). Optical Properties of InAs-GaSb and GaSb-AlSb Superlattices. In *Optical Properties of Narrow-Gap Low-Dimensional Structures*, pages 85–98. Springer.
- VOISIN, P., BASTARD, G., da SILVA, C. G., VOOS, M., CHANG, L. et ESAKI, L. (1981). Luminescence from InAs/GaSb superlattices. *Solid State Communications*, 39(1):79–82.

- WALTHER, M., SCHMITZ, J., REHM, R., KOPTA, S., FUCHS, F., FLEISSNER, J., CABANSKI, W. et ZIEGLER, J. (2005). Growth of InAs/GaSb short-period superlattices for high-resolution mid-wavelength infrared focal plane array detectors. *Journal of Crystal growth*, 278(1):156–161.
- WEI, Y., GIN, A., RAZEGHI, M. et BROWN, G. (2002a). Advanced inas/gasb superlattice photovoltaic detectors for very long wavelength infrared applications. *Applied physics letters*, 80(18):3262–3264.
- WEI, Y., GIN, A., RAZEGHI, M. et BROWN, G. J. (2002b). Type-II InAs/GaSb superlattice photovoltaic detectors with cutoff wavelength approaching 32  $\mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 81(19):3675–3677.
- WEI, Y., HOOD, A., YAU, H., GIN, A., RAZEGHI, M., TIDROW, M. Z. et NATHAN, V. (2005). Uncooled operation of type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes in the midwavelength infrared range. *Applied Physics Letters*, 86(23):233106–233106.
- WRIGHT, E. L., EISENHARDT, P. R. M., MAINZER, A. K., RESSLER, M. E., CUTRI, R. M., JARRETT, T., KIRKPATRICK, J. D., PADGETT, D., McMILLAN, R. S., SKRUTSKIE, M., STANFORD, S. A., COHEN, M., WALKER, R. G., MATHER, J. C., LEISAWITZ, D., GAUTIER, III, T. N., MCLEAN, I., BENFORD, D., LONSDALE, C. J., BLAIN, A., MENDEZ, B., IRACE, W. R., DUVAL, V., LIU, F., ROYER, D., HEINRICHSEN, I., HOWARD, J., SHANNON, M., KENDALL, M., WALSH, A. L., LARSEN, M., CARDON, J. G., SCHICK, S., SCHWALM, M., ABID, M., FABINSKY, B., NAES, L. et TSAI, C.-W. (2010). The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance. *The Astronomical Journal*, 140:1868–1881.
- YANG, M. et BENNETT, B. (1994). InAs/GaSb infrared photovoltaic detector at 77K. *Electronics Letters*, 30(20):1710–1711.
- YANG, Q., FUCHS, F., SCHMITZ, J. et PLETSCHEN, W. (2002). Investigation of trap-assisted tunneling current in InAs/(GaIn)Sb superlattice long-wavelength photodiodes. *Applied physics letters*, 81(25):4757–4759.
- YANG, Q., PFAHLER, C., SCHMITZ, J., PLETSCHEN, W. et FUCHS, F. (2003). Trap centers and minority carrier lifetimes in InAs/(GaIn) Sb superlattice long wavelength photodetectors. In *Integrated Optoelectronics Devices*, pages 448–456. International Society for Optics and Photonics.
- YONG-BIN, W., YUN, X., YU, Z., XIU, Y., GUO-FENG, S. et LIANG-HUI, C. (2011). Effect of compensation doping on the electrical and optical properties of mid-infrared type-II InAs/GaSb superlattice photodetectors. *Chinese Physics B*, 20(6):067302.
- YOUNGDALE, E., MEYER, J., HOFFMAN, C., BARTOLI, F., GREIN, C., YOUNG, P., EHRENREICH, H., MILES, R. et CHOW, D. (1994). Auger lifetime enhancement in InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb superlattices. *Applied Physics Letters*, 64(23):3160–3162.

ZHENG, L., TIDROW, M., NOVELLO, A., WEICHEL, H. et VOHRA, S. (2008). Type II strained layer superlattice : a potential infrared sensor material for space. *In Integrated Optoelectronic Devices 2008*, pages 69000F–69000F. International Society for Optics and Photonics.

